

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Raymond MICHARD

1^{re} THÈSE : Contribution à l'étude physique de la photosphère
et des taches solaires.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 22 Mai 1953, devant la Commission d'Examen :

MM. DANJON, *Président.*

CROZE
KASTLER } *Examineurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole-France

PARIS 7^e

1953

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Raymond MICHARD

1^{re} THÈSE : Contribution à l'étude physique de la photosphère
et des taches solaires.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 22 Mai 1953, devant la Commission d'Examen :

MM. DANJON, *Président.*

CROZE
KASTLER } *Examineurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole-France

PARIS 7^e

1953

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen. M. A. CHATELET

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	CHRÉTIEN	Chimie (P. C. B.).
A. DENJOY	T	Théorie des Fonctions.	P. DRACH	Zoologie.
L. LUTAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	KASTLER	Physique.
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	CHATELET	T Arithmétique et Théorie des nombres.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	EPHRUSSI	T Génétique.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	WURMSER	T Biologie physico-chimique.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale.	BAUER	T Chimie-Physique.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	RIVIÈRE	Géologie (P. C. B.).
JOB	T	Chimie générale.	GAUTHERET	Biologie végétale (P. C. B.)
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	LUCAS	Physique.
COMBES	T	Physiologie végétale.	A. THOMAS	Évolution des êtres organisés.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	ARNULF	Optique appliquée.
PÉRÈS	T	Mécanique rationnelle.	MAX MORAND	Physique.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	SOLEILLET	Physique.
TOUSSAINT	T	Technique aéronautique.	FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides.
M. CURIE	T	Physique (P. C. B.).	DANJON	T Astronomie.
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	FROMAGEOT	T Chimie biologique.
CHAZY	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	LAPORTE	T Physique générale et Radio-activité.
CROZE	T	Physique théorique et Physique céleste.	JANET	Mathématiques générales.
DUPONT	T	Théories chimiques.	PETIT	T Biologie maritime.
VALIRON	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.	QUENEY	T Météorologie et Dynamique atmosphérique.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	GALLIEN	Biologie animale (P. C. B.).
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	EICHHORN	Biologie végétale (P. C. B.).
Jacques BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	DE CUGNAC	Biologie végétale (P. C. B.).
AUBEL	T	Chimie biologique.	Mlle CAUCHOIS	Chimie-Physique.
M ^{me} JOLIOT-CURIE	T	Physique générale et Radio-activité.	THELLIER	Physique du Globe.
PLANTEFOL	T	Botanique.	AUDUBERT	Électrochimie.
CABANNES	T	Recherches physiques.	L'HÉRITIER	Génétique.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	GRIVET	T Radio-Électricité.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	PONCIN	Mécanique des fluides.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	THIRY	T Mécanique appliquée.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	DUBREIL	Mathématiques générales.
WYART	T	Minéralogie.	QUELET	Chimie (P. C. B.).
TEISSIER	T	Zoologie.	CAGNIARD	Géophysique appliquée.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	CHAMPETIER	Chimie appliquée.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	CUVILLIER	Géologie structurale et Géologie appliquée.
MONNIER		Physiologie générale.	JUNG	Pétrographie.
PIVETEAU	T	Géologie.	TRILLAT	Physique (P. C. B.).
ROCARD	T	Physique.	WIEMANN	Chimie (P. C. B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques.	JACQUINOT	Physique (P. C. B.).
SCHAEFFER	T	Physiologie des fonctions.	VASSY	Physique de l'atmosphère.
LAFFITTE	T	Chimie générale.	DESTOUCHES	Théories physiques.
FAVARD		Calcul des probabilités et Physique mathématique.	M. PRUVOST	T Géologie.
COULOMB	T	Physique du Globe.	AMIEL	Chimie (P. C. B.).
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (P. C. B.).	HOCART	Minéralogie.
			MACHEBŒUF	Microbiologie.
			J. P. MATHIEU	Physique (P. C. B.).
			COUTEAUX	Biologie animale (P. C. B.).
			MAY	Biologie animale (P. C. B.).
			CHOQUET	Calcul différentiel.
			FELDMANN	Biologie (P. C. B.).
			GUINIER	Physique (P. C. B.).
			JOST	Biologie (P. C. B.).

Secrétaire : Ch. MONIER.



CONTRIBUTION A L'ÉTUDE PHYSIQUE DE LA PHOTOSPHÈRE ET DES TACHES SOLAIRES

par Raymond MICHARD
(Institut d'Astrophysique de Paris)

SOMMAIRE. — 1^{re} Partie : Nous étudions le spectre continu solaire par les méthodes semi-empiriques déjà employées dans les travaux de CHALONGE et KOURGANOFF et de PEYTURAUX.

a) Utilisant, d'une part, les fonctions-sources déduites des observations de l'infra-rouge et du visille (assombrissement et intensité au centre du disque), d'autre part, les coefficients d'absorption de H^- dus à CHANDRASEKHAR et BREEN, nous calculons six modèles de l'atmosphère solaire correspondant à diverses hypothèses sur l'abondance des métaux et de l'hélium. Nous discutons la composition chimique la plus probable à l'aide des observations du spectre continu dans la région de la discontinuité de BALMER ; bien que le critère employé soit assez médiocre, nous croyons pouvoir conclure que l'abondance de l'hélium est très inférieure aux 18 % trouvés par UNSÖLD.

b) CHALONGE et d'autres auteurs ont noté que le spectre continu solaire ultraviolet ne peut être déterminé uniquement par l'absorption de H^- et H , mais que la présence d'un absorbant de nature inconnue est probable. Nous montrons que cet absorbant ne se fait sentir que dans les couches superficielles et moyennes de la photosphère, et disparaît dans les couches de température supérieure à 7 000°. Le problème de l'absorbant inconnu est discuté sur la base de ces nouvelles données.

c) Des fonctions-sources observées (ou calculées, pour les longueurs d'onde inobservables), nous déduisons le flux continu de rayonnement à différentes profondeurs. Appliquant une correction pour les raies basées sur les travaux de PECKER, nous trouvons le flux réel. Malgré les incertitudes de ce calcul, nous pensons qu'il confirme d'une manière frappante l'existence d'une zone convective, prévue par la théorie et illustrée par le phénomène de la granulation. On trouve de plus que dans la région observable de cette zone, le flux transporté sous forme non radiative est environ 10 à 15 % du flux total.

d) Comme test du modèle finalement adopté, et en vue de l'analyse du spectre des taches décrites dans la 3^e Partie, on étudie le spectre de raies de Fe, Ti et Ti^+ dans le vert. Ceci amène à abaisser un peu la température du modèle dans les couches très superficielles.

On discute enfin des moyens de déterminer la teneur en hélium et en métaux de la photosphère à l'aide de son spectre de raies.

2^e Partie. — Les spectres d'une trentaine de taches entre λ 3 200 et λ 6 700 Å ont été obtenus avec un spectrographe à optique de quartz donnant une dispersion de 12 Å/mm pour λ 4 000. La plupart de ces taches ont été étudiées en 2 ou 3 points du disque et les plus grandes très près du bord. On a mesuré pour 6 longueurs d'onde du spectre continu le rapport I'/I de l'intensité au centre de la tache à celle de la photosphère voisine. Les résultats bruts ont été corrigés très soigneusement pour tenir compte des erreurs dues à la diffusion et à l'agitation des images. Ces erreurs augmentent rapidement du rouge à l'ultraviolet.

L'analyse des mesures corrigées fournit :

a) Les lois « d'assombrissement » vers le bord du rapport I'/I pour les 6 longueurs d'onde ; ces lois ont été obtenues à l'aide des résultats relatifs à un groupe assez homogène de grandes taches.

b) La variation avec λ du rapport I'/I ; il semble qu'il existe dans le spectre des taches une très faible discontinuité de BALMER.

c) Les lois reliant l'intensité d'une tache dans le bleu-vert avec son aire ou son champ magnétique.

3^e Partie. — Nous nous efforçons de déduire de nos observations et de celles d'autres auteurs, un tableau des conditions physiques dans une grande tache.

A l'aide des résultats de la 2^e Partie, sont déterminées les fonctions-sources au centre de la tache-type pour $\lambda\lambda$ 6 040, 5 452, 4 795, 4 043, 3 659 et 3 300 Å. On en déduit les fonctions $\tau_\lambda(T)$ et l'on montre qu'au moins pour les 3 plus grandes longueurs d'onde, l'absorption est due à H^- .

Cette remarque permet de calculer le spectre continu infra-rouge de la tache-type ; nous constatons un accord parfait de ce calcul avec les observations de PETTIT et NICHOLSON : l'allure si particulière de leur courbe d'énergie est ainsi expliquée par les propriétés absorbantes de H^- .

Nous reprenons ensuite la discussion des largeurs équivalentes des raies de Ti, Ti^+ et Fe dans le spectre des grandes taches mesurées par TEN BRUGGENCATE et VON KLÜBER, après avoir discuté une partie de l'interprétation de ces auteurs. Nous suivons des méthodes plus rigoureuses issues de la théorie des raies faibles due à MINNAERT.

Les raies de Ti nous fournissent une vérification des relations $\tau_\lambda(T)$ déduites du spectre continu, et nous permettent de préciser les positions relatives des courbes de croissance de la tache et de la photosphère.

A partir des raies de Fe et de Ti^+ , on peut déterminer les valeurs de la pression électronique p_e dans les couches superficielles de la tache, et ensuite la pression gazeuse. Au total, on a établi un modèle qui interprète complètement le spectre de raies observé.

Pour prolonger ce modèle aux grandes profondeurs optiques qui ne contribuent pas à la formation des raies métalliques, on s'est servi de la valeur de la discontinuité de BALMER dans le spectre de la tache-type : $D = 0,015$ selon nos mesures. On en a tiré la pression électronique et la pression aux grandes profondeurs ($\tau_{5000} \simeq 4$). Cette partie du modèle est très incertaine.

Connaissant les variations avec τ_{5000} de T , p_e et p , on a calculé la profondeur géométrique h' dans la tache et la photosphère par la relation $d\tau_{5000} = \kappa_{5000} \rho dh$. On constate qu'à profondeur géométrique égale, la pression dans la tache est beaucoup plus faible que dans la photosphère, résultat peu sensible aux diverses incertitudes de nos déductions. La tache est une région « vide ».

A l'aide de notre modèle, nous reprenons le calcul du gradient du champ magnétique, d'après sa variation avec la position de la tache sur le disque (HOUTGAST et VAN SLUIJTERS).

Enfin, nous discutons rapidement la portée théorique de ces résultats empiriques.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

L'étude de l'atmosphère solaire a été conduite depuis le début du siècle suivant deux démarches intellectuelles distinctes. D'une part, des savants comme SCHWARZSCHILD, MILNE, EDDINGTON ont formulé divers problèmes de transfert du rayonnement, et partant d'hypothèses simples, ont calculé les caractéristiques observables du spectre émergent. Grâce à cette méthode *analytique*, ont été établies les bases fondamentales de la théorie des atmosphères stellaires, systématisée par la suite et conduite à sa perfection mathématique actuelle.

D'autre part, certains auteurs ont tenté de se libérer des hypothèses incertaines en remontant des observations aux lois générales. L'avantage de cette méthode *synthétique* est de permettre une localisation plus sûre des incertitudes. Lorsque des résultats obtenus par la méthode analytique sont comparés aux observations, il est souvent difficile de savoir quelles sont parmi les hypothèses initiales et les approximations faites dans le calcul, les responsables des désaccords petits ou grands. Au contraire, la méthode synthétique permet de vérifier plus ou moins indépendamment les généralisations successives par lesquelles on s'efforce de remplacer progressivement les données empiriques.

Par exemple, si nous calculons un modèle théorique de la photosphère, puis avec ce modèle les caractères du spectre continu solaire, les désaccords avec l'observation pourront être dus à un très grand nombre de causes : écarts à l'équilibre radiatif, incertitude sur la composition chimique, erreurs sur les coefficients d'absorption et méconnaissance d'absorbants importants, effet des raies (« blanketing-effect »), sans compter les approximations du calcul (comme l'emploi d'un coefficient d'absorption moyen). Au contraire, à partir des « fonctions-sources » empiriques nous pourrions étudier indépendamment la question de l'équilibre radiatif, la composition chimique et les absorbants responsables de la formation du spectre (H^- , H , H_2^+ et inconnus).

La méthode de synthèse fournit des critères plus sévères et des résultats plus décisifs que les procédés analytiques où les erreurs peuvent se compenser et donner tant bien que mal un accord « satisfaisant » avec l'observation. Mais pour qu'elle puisse être employée, il faut d'abord que le terrain ait été bien déblayé par l'examen théorique du problème, ensuite que l'on dispose d'observations d'excellente qualité, susceptibles de supporter une élaboration parfois complexe où chaque opération fait perdre une partie de la précision. Ces conditions se trouvent à peu près remplies en ce qui concerne le problème du spectre continu solaire. Aussi plusieurs auteurs ont-ils très fructueusement étudié cette question [1], [3] [4], [5], [6] établissant en particulier que le spectre continu solaire entre 5 000 Å et à l'extrême infra-rouge est déterminé par les propriétés absorbantes de l'ion négatif hydrogène, H^- . Celles-ci étant connues en fonctions des paramètres physiques T et p_e , grâce aux calculs quantiques de CHADRASEKHAR et BREEN [7], il est possible de trouver les conditions physiques régnant dans la photosphère, région de l'atmosphère solaire qui produit le spectre continu [2], [5], [6], [8].

On peut voir dans la détermination des températures d'excitation, « nombres d'atomes absorbants au-dessus de 1 cm^2 de photosphère », et déductions diverses à partir des courbes de croissance, les premières étapes d'une étude semi-empirique de la photosphère à partir de son spectre de raies. PECKER et VAN REGEMORTER [9] se sont proposé de faire un pas de plus et de déterminer entièrement le modèle de l'atmosphère solaire (ou d'une atmosphère stellaire) à partir du spectre de

FRAUNHOFER. Certes, la théorie des raies est assez avancée pour cela grâce aux travaux concurrents de UNSÖLD et ses élèves [10], [11] ou de MINNAERT [12], PECKER [13], CLAAS [14]. La grosse difficulté réside dans le petit nombre de « forces d'oscillateur » actuellement connu, et leur grande imprécision.

C. DE JAGER [15] a tenté une étude synthétique de l'atmosphère solaire à partir des raies de l'hydrogène. Ici, les insuffisances de la théorie introduisent des difficultés supplémentaires : les lois de l'élargissement des raies par effet Stark intermoléculaire sont trop mal connues pour que leur application à l'atmosphère solaire conduise à des résultats indiscutables.

En ce qui concerne les régions anormales de la photosphère, telles que les taches, aucune recherche synthétique analogue aux précédentes n'a encore été tentée.

Dans la présente thèse, nous étudions successivement à partir du spectre continu et du spectre d'absorption de quelques métaux, la photosphère normale et le centre d'une grande tache. Notre travail sur la photosphère complète sur certains points les mémoires déjà cités de D. CHALONGE et R. PEYTURAUX ; il constitue une préparation nécessaire de notre étude des taches. Celle-ci comporte d'abord des observations nouvelles de leur spectre continu, puis une recherche des conditions physiques dans l'atmosphère solaire au centre de l'ombre.

Dans le problème des taches, les méthodes empiriques nous semblent d'autant plus précieuses que la théorie est encore très incertaine. En particulier, il n'est pas possible de supposer l'équilibre hydrostatique réalisé : comme l'a indiqué H. ALFVÉN [16], l'énergie du champ magnétique joue, d'une manière encore un peu obscure, un rôle essentiel dans l'équilibre mécanique de la tache.

En revanche, l'étude du spectre de la tache *par comparaison* avec celui de la photosphère est susceptible de conduire assez aisément à des renseignements précis sur l'état physique des couches rayonnantes ; en effet, des paramètres mal connus tels que l'abondance des divers éléments ou les forces d'oscillateur des raies considérées s'éliminent dans la comparaison. Bien entendu, la valeur des résultats effectivement obtenus reste limitée par l'insuffisance qualitative et quantitative des observations disponibles.

REMERCIEMENTS

Au cours des dernières années j'ai eu la chance d'avoir de nombreux contacts avec Bernard Lyot. Chaque heure passée avec lui m'a laissé les plus enrichissants souvenirs. Qu'il me soit permis de rendre ici à sa mémoire un hommage ému et reconnaissant.

Un grand nombre de personnes m'ont apporté durant les recherches présentées ci-dessous leurs encouragements et leur aide. Je remercie tout particulièrement :

M. A. DANJON, Directeur de l'Observatoire de Paris, qui a suivi mon travail avec le plus bienveillant intérêt et m'a permis de faire mes observations à l'Observatoire de Meudon.

M. H. MINEUR, Directeur de l'Institut d'Astrophysique de Paris, qui m'a aimablement accueilli dans son Institut.

M. D. CHALONGE qui, après m'avoir initié à la spectrophotométrie, m'a si généreusement guidé dans tous mes travaux aussi bien théoriques qu'expérimentaux.

M. F. CROZE, mon parrain auprès du C. N. R. S., dont les encouragements et l'enseignement m'ont été précieux.

MM. M. CIMINO de l'Observatoire de Rome-Monte Mario et J. S. HALL de l'U. S. Naval Observatory, qui m'ont généreusement fourni d'importantes données d'observations utiles à mon travail.

M. d'AZAMBUJA, dont l'appui et les conseils m'ont permis d'effectuer mes observations solaires.

M. A. COUDER, qui m'a aidé dans toutes les questions instrumentales.

M. A. KASTLER, qui a mis à ma disposition le spectrographe avec lequel j'ai obtenu les spectres de taches utilisées ci-dessous.

M. M. LAFFINEUR, qui m'a apporté une aide essentielle, sur laquelle j'aurai l'occasion de revenir, dans la partie expérimentale de mon travail.

MM. J.-C. PECKER, R. PEYTURAUX, C. DE JAGER, avec qui j'ai eu d'amicales et utiles conversations sur les problèmes de la photosphère.

Mme d'AZAMBUJA, MM. GRENAT et R. SERVAJEAN, qui m'ont bien souvent aidé à l'occasion de la partie expérimentale de ce travail, comme d'ailleurs tout le personnel de l'Observatoire de Meudon.

Mme BERTHOD, Chef du Bureau de Calcul de l'I. A. P., et les calculatrices qui ont effectué une part importante des calculs nécessités par cette thèse ainsi que Mme LAGORCE qui a assuré la préparation matérielle du manuscrit.

MM. BAILLET, MIROFF et tous les techniciens de l'Institut d'Astrophysique dont j'ai mis souvent à contribution la compétence et le dévouement.

PREMIÈRE PARTIE

Contribution à l'étude du spectre continu solaire

I. INTRODUCTION ⁽¹⁾.

Dans un mémoire bien connu, D. CHALONGE et V. KOURGANOFF [1] ont déduit des observations de son spectre continu les fonctions-sources $B_\lambda(\tau_\lambda)$ pour chaque longueur d'onde et les relations $\tau_\lambda(T)$, entre profondeur optique et température dans l'atmosphère solaire. Pour cela, ils résolvent l'équation intégrale.

$$(1) \quad I_\lambda(\mu) = \int_0^\infty B_\lambda(\tau_\lambda) e^{-\tau_\lambda/\mu} \frac{d\tau_\lambda}{\mu}$$

en représentant B_λ par un développement suivant les puissances de τ_λ dont les coefficients sont obtenus par les moindres carrés. Ils déterminent ensuite $\tau_\lambda(T)$ en identifiant B_λ à la fonction de PLANCK, ce qui suppose l'équilibre thermodynamique réalisé en chaque point. Ils ont montré que les relations $\tau_\lambda(T)$ pouvaient être interprétées au moyen des coefficients d'absorption de H^- que S. CHANDRASEKHAR et F. BREEN [7] venaient de calculer avec une grande exactitude.

STRÖMGREN [5] a utilisé les données de CHALONGE et KOURGANOFF pour calculer le « modèle » de l'atmosphère solaire, c'est-à-dire la relation $p(T)$. Pour passer d'une fonction $\tau_\lambda(T)$ au modèle, on dispose en effet de l'équation de l'équilibre hydrostatique ⁽²⁾

$$(2) \quad \frac{dp}{d\tau_\lambda} = \frac{g}{\kappa_\lambda}$$

ainsi que des tables de $p(p_e, T)$ et $\kappa_\lambda(p_e, T)$ fournies par la théorie de l'ionisation et les calculs de coefficient d'absorption : on a donc un nombre d'équations suffisant pour résoudre numériquement le problème. On voit que les observations d'une seule longueur d'onde pour laquelle $\kappa_\lambda(p_e, T)$ est connu, permettent un calcul de modèle. Évidemment, on s'arrange d'une manière ou d'une autre pour utiliser l'ensemble des observations. STRÖMGREN a également cherché à vérifier l'hypothèse de l'équilibre radiatif en calculant directement le flux total de rayonnement à diverses profondeurs au moyen des fonctions-sources empiriques.

Depuis ces recherches, de nouvelles observations de l'assombrissement et de

(1) Nous employons les notations recommandées par l'Union Astronomique Internationale, et n'expliquons pas les notations usuelles.

(2) Cette équation s'obtient en éliminant ρdh entre la forme classique $dp/dh = g\rho$ et la définition de la profondeur optique, $d\tau = \kappa\rho dh$.

la répartition énergétique ont été publiées, pour les courtes longueurs d'onde par D. CHALONGE et R. CANAVAGGIA [17] et pour l'infra-rouge, par R. PEYTURAUX [6] ainsi que par les astronomes du Mc Math-Hulbert Observatory [18].

PEYTURAUX a repris le calcul des fonctions-sources infra-rouges d'après ses observations et a confirmé avec une précision accrue les résultats antérieurs sur le rôle prépondérant de l'absorbant H^- . Il a calculé un modèle photosphérique en adoptant la composition chimique trouvée par UNSÖLD dans son analyse bien connue du spectre de τ Scorpii et employée par UNSÖLD et ses élèves dans leur série d'articles « Der Aufbau der Sternatmosphären » [19].

Par ailleurs les observations de CHALONGE et CANAVAGGIA ont confirmé que le coefficient d'absorption de la matière solaire augmente dans l'ultraviolet, de la discontinuité de BALMER vers les courtes longueurs d'onde. Si l'absorption n'était due qu'à H^- et H , elle devrait au contraire décroître rapidement. Il faut donc conclure à la présence d'un absorbant inconnu, actif aux courtes longueurs d'onde [20].

Il nous a semblé que ces travaux pouvaient être complétés sur quelques points et qu'il était opportun :

a) de reprendre la vérification de l'équilibre radiatif à l'aide des nouvelles observations, et en tenant compte de la contribution au flux des raies de FRAUNHOFER, récemment étudiée empiriquement [21] et théoriquement [13] ;

b) de calculer des modèles pour plusieurs compositions chimiques, celle d'UNSÖLD ne nous semblant nullement définitive ;

c) de discuter la composition chimique la plus probable, en particulier grâce aux observations de la discontinuité de BALMER et de sa variation du centre au bord du disque ⁽¹⁾ ;

d) de tirer des observations tous les renseignements possibles sur l'absorbant ultraviolet inconnu.

II. TRANSFORMATION DES DONNÉES D'OBSERVATION.

Les observations donnent d'abord « l'assombrissement » vers le bord du disque, c'est-à-dire le rapport de l'intensité $I_\lambda(\mu)$ au point où la photosphère est vue sous l'angle θ ($\cos \theta = \mu$) à l'intensité au centre du disque :

$$\varphi_\lambda(\mu) = I_\lambda(\mu)/I_\lambda(1).$$

On dispose ensuite de la répartition énergétique du spectre au centre du disque. Cette grandeur $I_\lambda(1)$ a été bien mesurée en valeurs relatives ; pour passer

⁽¹⁾ M. D. CHALONGE nous a fait part — et nous l'en remercions vivement — de calculs non publiés où il cherchait à déduire le modèle solaire des valeurs de D en divers points du disque. Cette communication nous a inspiré la discussion présentée ici.

aux valeurs absolues, on se base toujours sur les données un peu anciennes d'ABBOT.

Nous avons choisi de faire porter notre étude sur les 15 longueurs d'onde infra-rouges mesurées par PEYTURAUX [6], 8 longueurs d'onde visibles mesurées par CHALONGE et CANAVAGGIA [17], et les longueurs d'onde ultraviolettes 3 650, 3 550... 3 150. Ces dernières ne sont pas des « fenêtres » où apparaît le fond continu : les grandeurs φ_λ et $I_\lambda(1)$ pour ces longueurs d'onde ont été obtenues par interpolation graphique à partir des données de [17]. Le tableau I donne les valeurs de $I_\lambda(1)$ en unités C. G. S. pour les 29 longueurs d'onde adoptées, d'après les mesures de [6] et [17].

TABLEAU I

INTENSITÉS MONOCHROMATIQUES DANS LE SPECTRE CONTINU DU SOLEIL
(CENTRE DU DISQUE) D'APRÈS [6] ET [7]

3 150	$2,44 \cdot 10^{14}$	4 265	4,56	8 635	1,73	17 350	0,283
3 250	2,64	4 430	4,50	10 090	1,19	19 870	0,172
3 350	2,82	4 540	4,45	10 800	1,00	20 860	0,143
3 450	3,00	5 062	4,10	12 340	0,725	22 390	0,111
3 550	3,16	5 452	3,78	12 920	0,650	23 110	0,099
3 650	3,32	5 955	3,38	14 870	0,460		
4 020	4,59	6 790	2,78	15 410	0,410		
4 197	4,57	7 880	2,10	16 550	0,328		

Pour la résolution de l'équation (1), comme d'ailleurs pour la suite des calculs, nous avons employé des techniques voisines de celles de PEYTURAUX. La fonction inconnue B_λ est représentée par le développement

$$(3) \quad B_\lambda(\tau_\lambda) = I_\lambda(1) [a_\lambda + b_\lambda \tau_\lambda + c_\lambda K_2(\tau_\lambda)]$$

ou par la même expression complétée par un terme en K_3

$$(3 \text{ bis}) \quad B_\lambda(\tau_\lambda) = I_\lambda(1) [a_\lambda + b_\lambda \tau_\lambda + c_\lambda K_2(\tau_\lambda) + d_\lambda K_3(\tau_\lambda)]$$

L'usage de ces développements intégral-exponentiels a été suggéré par V. KOURGANOFF [22]. Pour déterminer les coefficients, on cherche à représenter les mesures d'assombrissement par le développement correspondant :

$$\varphi_\lambda(\mu) = a_\lambda + b_\lambda \mu + c_\lambda \left[1 - \mu L \left(1 + \frac{1}{\mu} \right) \right] + d_\lambda \left[\frac{1}{2} - \mu + \mu^2 L \left(1 + \frac{1}{\mu} \right) \right].$$

Chaque valeur observée de $\varphi_\lambda(\mu)$ fournit une équation de cette forme, et on résout le système linéaire en $a_\lambda, b_\lambda, c_\lambda, \dots$, obtenu par les moindres carrés. Toutefois nous avons imposé les conditions supplémentaires suivantes

$$(4) \quad \begin{cases} \varphi_\lambda(1) = 1 \\ I_\lambda(0) = I_\lambda(1) \cdot \varphi_\lambda(0) = B_\lambda(4\,500\text{Å}) \end{cases}$$

La première condition découle de la définition de φ_λ et on peut s'étonner qu'elle n'ait pas été introduite par les autres auteurs ; ils ont ainsi des rapports d'assombrissement différents de 1 au centre du disque, ce qui n'a d'ailleurs aucune importance pratique. La deuxième exprime que la température de surface est $4\,500^\circ$, valeur moyenne trouvée par PEYTURAUX.

Avec ces 2 conditions, le nombre de coefficients indéterminés n'est plus que de 1 dans le développement (3), de 2 dans (3 *bis*). Le calcul s'en trouve simplifié, mais la représentation des mesures reste très satisfaisante comme le montrent les résidus.

Pour les longueurs d'onde du visible et de l'ultraviolet, les rapports d'assombrissement mesurés ont été interpolés graphiquement de manière à utiliser les mêmes valeurs de μ que dans l'infra-rouge (mesures de PEYTURAUX), à l'exception du point extrême ($\sin \theta = 0,986$) qui aurait nécessité une extrapolation ; de plus, les valeurs intermédiaires ($\sin \theta = 0,4$ et $0,6$) non mesurées par PEYTURAUX, ont été maintenues.

Pour les longueurs d'onde supérieures à $5\,452\text{ \AA}$, seul le développement (3) a été employé ; pour les longueurs d'onde plus courtes, les calculs ont été effectués à la fois avec les expressions (3) et (3 *bis*).

Après la détermination des coefficients a_λ , b_λ , c_λ et éventuellement d_λ , nous avons calculé les fonctions-sources $B_\lambda(\tau_\lambda)$ grâce aux tables des fonctions K_n de PLACZEK [23], et tracé les courbes représentatives. Sur ces courbes, nous avons lu les valeurs de τ_λ correspondant à chaque température.

Enfin, nous avons calculé analytiquement les dérivées $\frac{d\tau_\lambda}{dT}$ en fonction de λ et T au moyen de la formule

$$\frac{d\tau_\lambda}{dT} = \frac{dB_\lambda}{dT} \frac{1}{dB_\lambda/d\tau_\lambda} = \frac{dB_\lambda}{dT} \frac{1}{I_\lambda(1)[b_\lambda - c_\lambda K_1 - d_\lambda K_2]}.$$

PEYTURAUX avait obtenu $\frac{d\tau_\lambda}{dT}$ par dérivation graphique : ce procédé est beaucoup plus rapide que le nôtre, mais introduit des erreurs supplémentaires. Les valeurs empiriques de $d\tau_\lambda/dT$ constituant la base de nos calculs ultérieurs, nous les publions dans le Tableau II.

Ajoutons quelques remarques sur les développements employés pour les fonctions-sources. Pour être satisfaisant, un développement doit représenter les observations de l'assombrissement avec des résidus inférieurs à leurs erreurs probables ; cette condition est déjà remplie par le développement (3). Mais les développements ne sont pas utilisés uniquement pour interpoler les observations : celles-ci ne déterminent fortement les fonctions-sources que pour $0,2 < \tau_\lambda < 1,5$; tout usage de ces fonctions en dehors de ce domaine est une *extrapolation*. Dans les

TABLEAU II

VALEURS DE $10^3 \cdot d\tau_\lambda/dT$ DANS L'ATMOSPHÈRE SOLAIRE, OBTENUES EMPIRIQUEMENT

$\lambda \backslash T$	4 750	5 000	5 250	5 500	5 750	6 000	6 250	6 500	6 750	7 000	7 250	7 500
3 150	—	—	—	—	—	1,00	1,23	1,48	1,79	2,05	2,42	2,79
	0,241	0,453	0,616	0,750	0,896	1,05	1,23	1,44	1,74	1,95	2,25	2,58
3 250	—	—	—	—	—	1,05	1,28	1,55	1,84	2,20	2,53	2,87
	0,191	0,362	0,556	0,735	0,910	1,09	1,29	1,51	1,77	2,04	2,38	2,67
3 350	—	—	—	—	—	1,07	1,31	1,59	1,96	2,28	2,59	2,95
	0,211	0,324	0,465	0,637	0,838	1,07	1,33	1,60	1,92	2,23	2,58	2,84
3 450	—	—	—	—	—	1,07	1,33	1,63	2,0	2,48	2,70	3,05
	0,210	0,284	0,393	0,541	0,745	1,00	1,34	1,71	2,13	2,52	2,98	3,40
3 550	—	—	—	—	—	1,05	1,30	1,66	2,12	2,40	2,78	3,08
	0,206	0,264	0,358	0,489	0,675	0,935	1,34	1,74	2,27	2,81	3,34	3,82
3 650	—	—	—	—	—	1,02	1,31	1,75	2,14	2,80	3,15	3,50
	0,194	0,252	0,341	0,472	0,651	0,92	1,28	1,76	2,31	2,92	3,40	3,95
4,020	—	—	—	—	—	0,74	0,91	1,08	1,28	1,46	1,64	1,80
	0,144	0,228	0,328	0,448	0,581	0,74	0,91	1,09	1,28	1,46	1,62	1,79
4 197	—	—	—	—	—	0,76	0,94	1,13	1,32	1,50	1,68	1,85
	0,152	0,225	0,315	0,425	0,563	0,73	0,93	1,14	1,35	1,56	1,76	1,95
4 265	—	—	—	—	—	0,77	0,96	1,16	1,36	1,56	1,73	1,92
	0,164	0,230	0,315	0,420	0,550	0,72	0,91	1,12	1,34	1,57	1,79	2,00
4 430	—	—	—	—	—	0,79	0,97	1,16	1,35	1,53	1,71	1,89
	0,174	0,236	0,316	0,418	0,550	0,72	0,91	1,13	1,38	1,62	1,87	2,10
4 540	—	—	—	—	—	0,79	0,98	1,16	1,34	1,53	1,71	1,87
	0,175	0,245	0,329	0,441	0,578	0,74	0,93	1,14	1,34	1,56	1,78	1,97
5 062	—	—	—	—	—	0,83	1,04	1,25	1,47	1,67	1,85	2,01
	0,157	0,241	0,345	0,471	0,629	0,82	1,06	1,26	1,46	1,67	1,86	2,02
5 452	—	—	—	—	—	0,87	1,12	1,37	1,61	1,83	2,00	2,16
	0,206	0,249	0,313	0,400	0,518	0,68	0,93	1,27	1,76	2,33	—	—
5 955	0,147	0,224	0,327	0,471	0,662	0,91	1,22	1,54	1,86	2,12	2,33	2,51
6 790	0,147	0,221	0,317	0,457	0,667	0,94	1,31	1,75	2,21	2,57	2,82	—
7 880	0,159	0,234	0,337	0,485	0,688	0,98	1,40	1,94	2,47	2,86	3,07	—
8 635	0,149	0,223	0,318	0,449	0,674	0,99	1,51	—	—	—	—	—
10 090	0,161	0,247	0,348	0,468	0,705	1,05	1,62	—	—	—	—	—
10 800	0,149	0,228	0,323	0,465	0,680	1,06	1,77	—	—	—	—	—
12 340	0,138	0,204	0,280	0,388	0,558	0,82	1,33	—	—	—	—	—
12 920	0,130	0,194	0,267	0,359	0,505	0,73	1,10	1,39	—	—	—	—
14 870	0,090	0,128	0,168	0,219	0,295	0,391	0,56	0,89	—	—	—	—
15 410	0,096	0,144	0,186	0,237	0,315	0,423	0,59	0,90	—	—	—	—
16 550	0,087	0,128	0,166	0,215	0,283	0,367	0,53	0,80	—	—	—	—
17 350	0,087	0,128	0,163	0,208	0,276	0,369	0,49	0,77	1,62	—	—	—
19 870	0,112	0,181	0,235	0,317	0,437	0,62	0,94	—	—	—	—	—
20 860	0,126	0,182	0,254	0,352	0,486	0,74	1,34	—	—	—	—	—
22 390	0,123	0,179	0,247	0,336	0,491	0,76	1,30	—	—	—	—	—
23 110	0,125	0,183	0,250	0,342	0,489	0,78	1,49	—	—	—	—	—

Le 1^{er} chiffre correspond aux fonctions-sources sans terme en $K_3(\tau_\lambda)$

travaux de CHALONGE et KOURGANOFF comme de PEYRURAUX, on extrapole vers la surface pour trouver la température de surface T_0 . Dans nos calculs T_0 est fixé, mais nous avons très souvent, extrapolé nos fonctions-sources vers les grandes profondeurs. Pour éviter d'introduire ainsi de fortes erreurs systématiques, il est nécessaire que les développements employés représentent les observations avec des résidus *très inférieurs* aux erreurs expérimentales⁽¹⁾; d'où l'emploi du développement (3 *bis*) qui donne des résidus inférieurs d'un facteur 2 environ aux erreurs de mesure, ce qui est sans doute encore insuffisant.

Notons encore que les développements contenant la fonction K_2 conduisent à des valeurs de $\frac{dB_\lambda}{d\tau_\lambda}$ infinies à la surface : cette singularité ne correspondant probablement à aucune réalité physique, on pourrait s'en débarrasser en commençant le développement par le terme en K_3 . Mais ce n'est là qu'une des difficultés qui se présentent lorsqu'on cherche à préciser par trop la notion de surface et à lui donner un sens absolu et mathématique.

Une autre remarque peut être faite au sujet de la température des couches très superficielles : dans leurs travaux basés sur des observations de l'assombrissement qui ne s'étendaient que jusqu'au point $\cos \theta = 0,3$ environ, D. CHALONGE et V. KOURGANOFF comme D. BARBIER, avaient trouvé des fonctions-sources dont l'extrapolation jusqu'à la surface donnait une température de surface T_0 très variable avec λ et voisine en moyenne de $4\,900^\circ$. Ce résultat était peu admissible : d'après la théorie de l'équilibre radiatif, T_0 pour l'atmosphère solaire ($T_e = 5\,713^\circ$) doit être $4\,630^\circ$ si l'atmosphère est « grise » ; moins encore si on tient compte des variations de κ_λ avec la fréquence [24] ; moins encore si l'on tient compte du « blanketing-effect » [13] ! De plus, les températures d'excitation les mieux déterminées sont en général sensiblement inférieures à $4\,900^\circ$. Ce désaccord du modèle basé sur le spectre continu, avec les mesures de raies et avec la théorie fut expliqué par PECKER [13] au moyen d'une hypothétique rugosité de la surface solaire déjà envisagée par REDMAN (« roughening-effect »). Dans le travail de PEYRURAUX, où les observations vont plus près du bord (jusqu'à $\cos \theta = 0,16$), où les fonctions-sources ont été calculées en donnant un plus grand poids à la région voisine du bord et représentées par le développement (3) mieux adapté que la série des puissances de τ_λ , les températures de surface ne varient plus systématiquement avec λ et donnent en moyenne $T_0 = 4\,500^\circ$. Les observations de TEN BRUGGENCATE, GOLLNOW et JÄGER [25] qui s'étendent jusqu'à l'extrême bord, donnent $T_0 = 4\,400^\circ$. On voit que le désaccord avec les températures d'excitation (et avec la théorie !) a pratiquement disparu et avec lui la nécessité d'introduire le « roughening-effect ».

(1) Nous devons cette remarque à R. PEYRURAUX.

III. CALCUL DE MODÈLES POUR DIVERSES COMPOSITIONS CHIMIQUES.

Pour toute région spectrale où l'absorption est due à H^- , la quantité $\frac{d\tau_\lambda}{dT}$ peut être mise sous la forme

$$\frac{d\tau_\lambda}{dT} = k_\lambda(H^-) \cdot a(T)$$

$k_\lambda(H^-)$ étant le coefficient d'absorption par unité de p_e et par gramme d'hydrogène neutre et $a(T)$ une fonction indépendante de λ (cf. [3], [6]).

En divisant les valeurs « observées » de $\frac{d\tau_\lambda}{dT}$ par le coefficient $k_\lambda(H^-)$, on obtient pour

chaque T et chaque λ une valeur de a . Nous avons pu vérifier qu'entre $0,4 \mu$ et $2,3 \mu$, a est, en première approximation, indépendant de λ , ainsi que l'ont déjà montré CHALONGE puis PEYTURAUX. Toutefois, dans certains domaines de température et de longueurs d'onde, la quantité a manifeste des variations systématiques avec λ . C'est le cas pour les $\lambda < 5000 \text{ \AA}$, surtout aux basses et moyennes températures. Ces variations peuvent être dues à la présence d'absorbants autre que H^- , à des erreurs systématiques des observations et surtout de leur représentation analytique, enfin à des imperfections du calcul quantique de $k_\lambda(H^-)$.

Nous avons déterminé la fonction $a(T)$ (fig. 1), en faisant les moyennes des valeurs obtenues pour chaque λ ; toutefois, les cour-

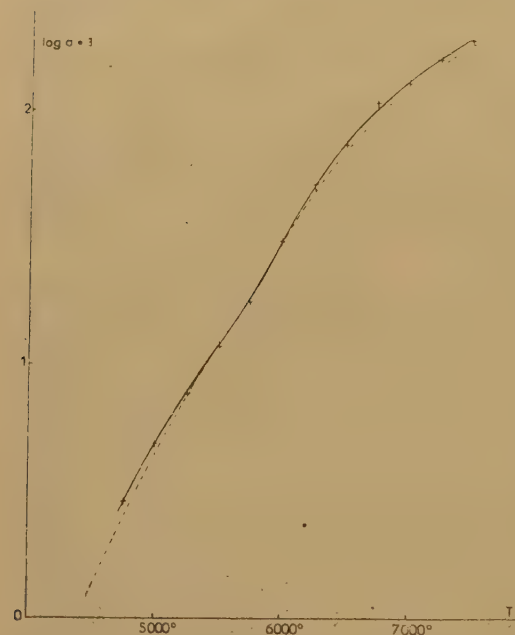


FIG. 1. — La fonction $a(T) = \frac{p_e}{k_\lambda} \frac{d\tau_\lambda}{dT}$. En trait discontinu, la fonction $a(T)$ corrigée pour tenir compte de l'absorbant H_2^+ aux grandes profondeurs (§ IV), et, vers la surface des résultats de la discussion du spectre de FRAUNHOFER (§ VI).

tes longueurs d'onde ont été éliminées de ces moyennes pour $T < 6000^\circ$ par crainte d'un absorbant inconnu. De plus, l'infra-rouge ne fournit pas de valeurs

satisfaisantes de $\frac{d\tau_\lambda}{dT}$ pour $T < 6500^\circ$; car la représentation linéaire des fonctions-sources est inadéquate aux grandes profondeurs ⁽¹⁾. Au contraire dans le visible, les fonctions $B_\lambda(\tau_\lambda)$ sont presque linéaires en τ_λ et peuvent être extrapolées avec confiance jusqu'à des valeurs de τ_λ de l'ordre de 2 ou 3. Notre détermination de

(1) Le coefficient b peut même devenir négatif.

$a(T)$ aux hautes températures repose donc uniquement sur les fonctions-sources du visible ⁽¹⁾. La fonction $a(T)$ obtenue va maintenant servir au calcul des modèles.

Définissons d'abord la composition chimique de ces modèles. Pour un atome d'H, on a $1/A$ atomes de métaux aisément ionisables (Fe, Si, Mg, Ca, Al, Na) répartis suivant la formule de STRÖMGREN [26]. On a aussi B atomes d'hélium. Les autres éléments ne jouent pas de rôle appréciable, ni dans la teneur en électrons, ni dans la pression, ni dans le poids du gaz solaire. Nous avons considéré 3 valeurs de A ; $\log A = 3,4 ; 3,8 ; 4,2$; et pour chacune 2 valeurs de B : $B = 0$ ou $0,2$; en tout 6 compositions chimiques différentes. Les tables d'ionisation employées sont donc celles de STRÖMGREN [26] ; dans le cas où $B = 0,2$, la valeur de p correspondant à une p_e donnée doit être multipliée par 1,2.

Dans la composition chimique de UNSÖLD [19], $\log A = 3,63$ et $B = 0,183$. On vérifie aisément que les tables d'ionisation de A. ROSA calculées avec cette composition, ne diffèrent des tables de STRÖMGREN que par suite des valeurs différentes de A et B employées : autrement dit, les mélanges de métaux d'UNSÖLD et STRÖMGREN sont pratiquement équivalents.

Grâce à l'équation d'équilibre hydrostatique (2), on peut relier la fonction empirique $a(T)$ au modèle. Comme le coefficient d'absorption par unité de masse

est $\frac{k_\lambda p_e}{1 + 4B}$, on obtient aisément ⁽²⁾ :

$$(5) \quad \frac{dp}{dT} = \frac{g(1 + 4B)}{p_e} \cdot a(T)$$

avec la condition $p = 0$ pour $T = 4\,500^\circ$.

Nous avons intégré cette équation dans les 6 cas de composition chimique ci-dessus, par une méthode d'itération. Partant de valeurs approchées de p_e , nous calculions graphiquement l'intégrale du second membre jusqu'à une température choisie T_1 ce qui nous fournissait $p(T_1)$, et par les tables d'ionisation $p_e(T_1)$; avec cette nouvelle valeur p_e , nous répétons l'opération. Les approximations initiales pour p_e furent empruntées à PEYTURAUX, avec des corrections convenables pour chaque composition chimique. La convergence était très rapide ; sauf au voisinage immédiat de la surface, une seule itération était suffisante. Le résultat de ces calculs est donné dans le tableau III.

(1) Pour $T > 6\,500^\circ$ et $\lambda < 6\,000 \text{ \AA}$, l'absorption due à H n'est pas absolument négligeable devant celle de H^- . Comme il ne s'agit que d'un terme correctif, il est facile d'en tenir compte dans le calcul de a , ce que nous avons fait.

(2) Une démonstration détaillée de cette formule se trouve dans la *Thèse* de PEYTURAUX. Noter que PEYTURAUX appelle $k_\lambda(H^-)$ le coefficient d'absorption d' H^- par atome d'H neutre et unité de p_e ; ses valeurs de $a(T)$ diffèrent donc des nôtres du facteur $1/m_H$.

TABLEAU III

MODÈLES A COMPOSITIONS CHIMIQUES DIVERSES

θ	Sans hélium (B = 0)						Avec hélium (B = 0,2)					
	log A = 3,4		log A = 3,8		log A = 4,2		log A = 3,4		log A = 3,8		log A = 4,2	
	log p	log p _e	log p	log p _e	log p	log p _e	log p	log p _e	log p	log p _e	log p	log p _e
1,06	3,95	0,40	4,14	0,22	4,32	0,04	4,13	0,48	4,31	0,30	4,48	0,12
1,00	4,23	0,72	4,42	0,55	4,59	0,38	4,41	0,80	4,60	0,63	4,77	0,46
0,96	4,36	0,89	4,54	0,72	4,71	0,58	4,54	0,97	4,72	0,80	4,89	0,66
0,92	4,46	1,04	4,64	0,90	4,80	0,80	4,65	1,12	4,81	0,97	5,02	0,90
0,88	4,57	1,20	4,73	1,09	4,88	1,06	4,74	1,27	4,91	1,16	5,09	1,14
0,84	4,66	1,40	4,81	1,34	4,94	1,33	4,84	1,47	4,99	1,41	5,14	1,40
0,80	4,75	1,63	4,89	1,62	4,99	1,63	4,93	1,70	5,07	1,67	5,20	1,70
0,76	4,82	1,90	4,94	1,91	5,03	1,93	5,00	1,97	5,12	1,97	5,23	2,00
0,72	4,89	2,18	4,98	2,21	5,06	2,24	5,06	2,24	5,17	2,27	5,27	2,30
0,68	4,93	2,49	5,03	2,52	5,10	2,56	5,11	2,54	5,21	2,58	5,29	2,62

On remarquera qu'il existe entre les 6 modèles des différences appréciables ; nous allons tenter une discrimination basée sur l'étude des fonctions $\frac{d\tau_\lambda}{dT}$ ultraviolettes au voisinage de la *discontinuité de Balmer*.

Pour cela nous calculons les quantités $\frac{d\tau_\lambda}{dT}$ théoriques qui correspondraient à notre fonction $a(T)$ et aux absorbants H^- et H

$$\frac{d\tau_\lambda}{dT} = k_\lambda(H^-) \cdot a(T) + k_\lambda(H) \frac{a(T)}{p_e}$$

en prenant par exemple pour p_e , les valeurs du modèle log A = 3,8 ; B = 0.

Comparons aux quantités $\frac{d\tau_\lambda}{dT}$ observées en formant les résidus

$$(6) \quad [\varepsilon]_{3,8;0} = \frac{\left(\frac{d\tau_\lambda}{dT}\right)_{\text{obs}} - k_\lambda(H^-) \cdot a - k_\lambda(H) \frac{a}{p_e}}{k_\lambda(H^-) \cdot a + k_\lambda(H) \frac{a}{p_e}} = \frac{(\kappa_\lambda)_{\text{obs}} - (\kappa_\lambda)_{\text{calc}}}{(\kappa_\lambda)_{\text{calc}}}$$

où $k_\lambda(H)$ est le coefficient d'absorption de H par gramme d'H neutre ⁽¹⁾.

— Si l'absorption est due uniquement à H^- et H, le modèle employé correct et les coefficients d'absorption exacts, les résidus ε seront nuls en moyenne (et dus seulement aux erreurs d'observations).

⁽¹⁾ Il a été calculé par la formule de KRAMERS ; pour $\lambda < 3\,650$, $\log k_\lambda(H)$ a été diminué de 0,07 pour tenir compte du facteur de GAUNT. Pour H^- nous avons déterminé par extrapolation des données de [7] l'absorption free-free non négligeable dans l'ultraviolet, comme l'a indiqué E. VITENSE [19].

— S'il existe un absorbant inconnu mais que le modèle est correct, les résidus manifesteront une marche régulière ⁽¹⁾.

— Si enfin le modèle est imparfait, la discontinuité de BALMER ne sera pas bien représentée, et les résidus *présenteront une discontinuité vers λ 3 650*. Cette discontinuité résiduelle peut être éliminée pour chaque température par une variation Δp_e de la pression électronique. Enfin, on peut chercher à représenter au mieux les divers Δp_e obtenus, par une variation des paramètres A et B. Tel est le principe de la méthode suivie pour étudier la composition chimique à l'aide de la discontinuité de BALMER.

Les résidus obtenus sont donnés sur la figure 2, à la fois pour les $\left(\frac{d\tau_\lambda}{dT}\right)_{\text{obs}}$ déduits des fonctions-sources à 3 termes (3) et pour ceux qui résultent des développements (3 *bis*). Actuellement, nous intéressent seulement les résidus relatifs aux températures $T > 6\,000^\circ$ (partie supérieure de la figure), où l'absorption de H joue un rôle. Les résultats relatifs aux températures plus basses seront discutés au paragraphe suivant.

Les résidus provenant des fonctions-sources *sans terme en K_3* (fig. 2 *a*) semblent présenter pour $T > 5\,500^\circ$ des discontinuités résiduelles : nous avons cherché à les faire disparaître au mieux par des variations de p_e , donc de A et B. On est alors conduit ⁽²⁾ aux valeurs suivantes :

$$\log A = 4,4 \quad B = 0,11.$$

Les résidus déduits des fonctions-sources *avec terme en K_3* ne confirment pas ces résultats : il n'est pas possible de voir des discontinuités résiduelles dans la marche des résidus de la figure 2 *b*, et il semble, par conséquent, que le modèle employé pour les calculer représente correctement la discontinuité de BALMER ; on a donc

$$\log A = 3,8 \quad B = 0.$$

On remarquera que les résidus figure 2 *b* (fonctions-sources (3 *bis*)) ont une marche moins régulière que ceux de la figure 2 *a* (fonctions-sources (3)) ; ils sont plus « dispersés » bien qu'ils correspondent à des fonctions-sources plus exactes, c'est-à-dire représentant mieux les observations ; vraisemblablement cela provient de ce que le développement (3), limité au terme en $K_2(\tau_\lambda)$, opère un « lissage » plus énergique des observations que le développement (3 *bis*) ; les erreurs accidentelles de mesures se font moins sentir, mais on peut craindre l'introduction d'erreurs systématiques.

⁽¹⁾ Ceci suppose évidemment que l'absorbant inconnu n'a pas de discontinuité !

⁽²⁾ Cette détermination préliminaire de A et B a été communiquée au Convegno Volta 1952 (colloque sur la Physique solaire organisé par l'Accademia Nazionale dei Lincei, Roma, 1952).

Sur la figure 2 *b*, on a reporté aussi les résidus correspondant à un modèle avec $B = 0,2$; on voit que l'introduction de 20 % d'He détruit nettement l'accord entre les discontinuités de BALMER D calculées et observées.

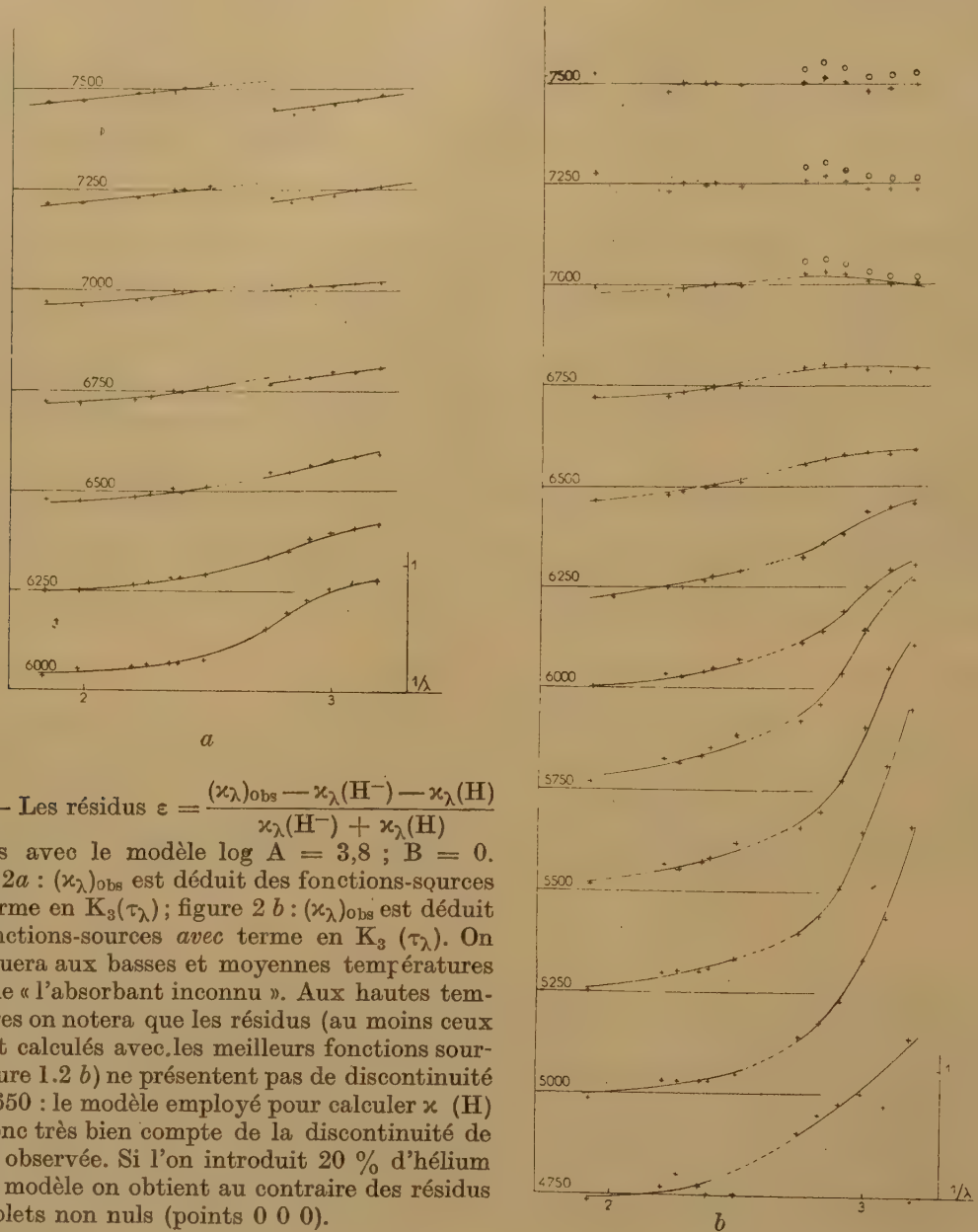


FIG. 2. — Les résidus $\varepsilon = \frac{(\kappa_\lambda)_{\text{obs}} - \kappa_\lambda(\text{H}^-) - \kappa_\lambda(\text{H})}{\kappa_\lambda(\text{H}^-) + \kappa_\lambda(\text{H})}$ calculés avec le modèle $\log A = 3,8$; $B = 0$. Figure 2a : $(\kappa_\lambda)_{\text{obs}}$ est déduit des fonctions-sources sans terme en $K_3(\tau_\lambda)$; figure 2 b : $(\kappa_\lambda)_{\text{obs}}$ est déduit des fonctions-sources avec terme en $K_3(\tau_\lambda)$. On remarquera aux basses et moyennes températures l'effet de « l'absorbant inconnu ». Aux hautes températures on notera que les résidus (au moins ceux qui sont calculés avec les meilleurs fonctions sources (figure 1.2 b) ne présentent pas de discontinuité vers 3 650 : le modèle employé pour calculer $\kappa(\text{H})$ rend donc très bien compte de la discontinuité de Balmer observée. Si l'on introduit 20 % d'hélium dans le modèle on obtient au contraire des résidus ultraviolets non nuls (points 0 0 0).

Dans sa thèse [15], C. DE JAGER a publié une discussion de D assez analogue à ce qui précède. Le modèle de DE JAGER n'interprète pas d'une manière satisfaisante les discontinuités de BALMER observées, mais il est clair que le désaccord

diminue sensiblement lorsqu'on supprime l'hélium. Les calculs de DE JAGER confirment les nôtres à ce point de vue.

Discussion de la composition chimique la plus probable. — La seule conclusion que l'on puisse tirer de l'étude qui précède est que la valeur $B = 0$ apparaît plus probable que $B = 0,2$. Nous sommes donc en contradiction avec les données bien connues d'UNSÖLD [19], [27]. Cependant certains auteurs, cités dans [8], ont trouvé pour des étoiles chaudes une teneur en He de l'ordre de 5 % de la teneur en H. DE JAGER et NEVEN [28] ont redéterminé l'abondance de He dans τ Scorpii en employant pour réduire les mesures de largeurs équivalentes un modèle théorique de l'atmosphère de cette étoile, alors qu'UNSÖLD la décrivait au moyen d'une température et d'une pression électronique moyennes ; ils trouvent environ 4 % d'hélium. Il semble donc que le résultat d'UNSÖLD, de même que ceux qui ont été obtenus pour d'autres étoiles chaudes par des procédés identiques aux siens, doivent être révisés.

Remarquons qu'une atmosphère solaire contenant 4 à 5 % d'He est pratiquement identique à une atmosphère sans He.

CLAAS a déterminé l'abondance de 16 éléments par rapport à l'hydrogène d'après leur spectre de FRAUNHOFER [14]. Il en conclut qu'il y a 9 000 atomes d'H pour un atome de tout autre élément (sauf He) ; si l'on calcule d'après ces données l'abondance relative des 6 éléments aisément ionisables considérés ici on trouve $\log A = 4,01$.

Compte tenu de ces divers résultats, nous admettrons comme composition chimique la plus représentative

$$A = 10^4 \quad B = 0.$$

IV. L'ABSORPTION DE LA PHOTOSPHÈRE DANS L'ULTRAVIOLET.

a) *Étude empirique.* — Considérons à nouveau (fig. 2) les résidus

$$\varepsilon = \frac{(\kappa_{\lambda})_{\text{obs}} - (\kappa_{\lambda})_{\text{calc}}}{(\kappa_{\lambda})_{\text{calc}}}$$

La croissance très rapide de ε dans l'ultraviolet est due à la présence d'un absorbant autre que H^- et H [3], [4], [20], ou alors à une énorme erreur systématique dans les observations. Il ne peut s'agir d'une erreur photométrique à proprement parler, et le seul point délicat est de savoir si l'accumulation des raies ne rend pas la définition et la mesure du fond continu de plus en plus incertaine dans l'ultraviolet. On peut répondre deux choses à cette objection : tout d'abord, si les points mesurés par CHALONGE et CANAVAGGIA étaient fortement affectés par les raies, ils

le seraient de manière irrégulière et manifesteraient une dispersion supérieure aux erreurs photométriques. Ensuite, ces auteurs ont tenté de corriger leurs mesures initiales de l'erreur due aux raies, au moins de l'erreur partielle liée à la résolution insuffisante de l'instrument (voir [17]). Le résultat de cette correction est de

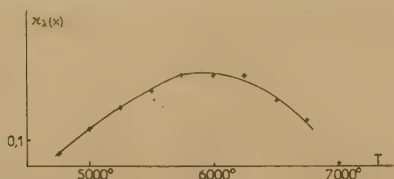


FIG. 3. — La variation de « l'absorption inconnue » pour λ 3 200 (par unité de masse) en fonction de la profondeur de la couche absorbante, indiquée par sa température.

diminuer la température de couleur ultraviolette, donc d'augmenter l'importance de l'absorption inconnue ! Nous pensons donc que l'absorbant inconnu, que nous désignerons par X, est une réalité. Il faut cependant se rappeler que d'assez faibles modifications à la courbe d'énergie admise pour l'ultraviolet solaire suffiraient à modifier beaucoup, au point de vue quantitatif, les conclusions relatives à l'absorbant X.

Notre figure 2 met en évidence un fait nouveau concernant cet absorbant : on voit que son importance relative varie avec la température, passant par un maximum pour décroître aux hautes températures ; il ne joue plus aucun rôle appréciable pour $T > 7\,000^\circ$. La variation de l'absorption X avec la température est également illustrée par la figure 3 qui donne le coefficient d'absorption $\kappa_\lambda(X)$ de X par unité de masse (ou, ce qui revient au même, par gramme d'hydrogène neutre) pour λ 3 200 (moyenne 3 150 et 3 250).

La figure 4 enfin donne $\kappa_\lambda(X)$ en fonction de λ pour $T = 6\,000^\circ$. Ces trois figures résument les propriétés empiriques de l'absorbant inconnu.

b) *Causes possibles d'absorption ultraviolette.* — Passons maintenant en revue divers absorbants connus susceptibles de remplacer en tout ou en partie l'absorbant inconnu X !

Diffusion Rayleigh par les atomes d'hydrogène. — Nous avons cherché si la diffusion Rayleigh des atomes H, calculée par E. VITENSE [19] pouvait apporter une contribution sensible à l'absorption solaire dans l'ultraviolet. Qualitativement, le coefficient de diffusion σ_R par gramme d'H a une variation très rapide avec λ qui rappelle celle de X. Quantitativement, on trouve que σ_R est beaucoup trop petit pour jouer un rôle quelconque dans la formation du spectre continu solaire.

Molécule d'hydrogène ionisé H_2^+ . — WILDT a proposé pour interpréter le spectre ultraviolet solaire les mécanismes d'absorption de la molécule H_2^+ [29]. BATES a publié un calcul assez précis des coefficients correspondants [30] (cf. aussi [31]). Utilisant les données de cet auteur, nous avons calculé la contribution de H_2^+ à l'absorption dans l'atmosphère solaire. Cette contribution n'est pas négligeable, mais

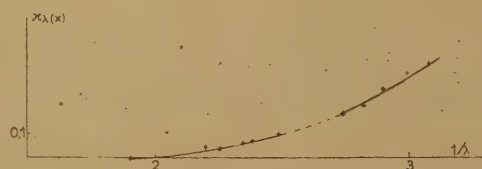


FIG. 4. — Variation avec la longueur d'onde de « l'absorption inconnue » pour la couche de température $T = 6\,000^\circ$.

elle n'explique absolument pas l'absorption X. En effet, d'une part l'absorption de H_2^+ est pratiquement indépendante de la longueur d'onde, d'autre part elle croît constamment avec la température et demeure négligeable tant que $T < 6\,000^\circ$. Ces deux résultats sont en contradiction totale avec les caractères empiriques de l'absorbant X, décrit ci-dessus.

Compte tenu de l'absorption H_2^+ , il est nécessaire de corriger de quelques % la fonction $a(T)$ pour $T > 6\,000^\circ$. Ces corrections sont indiquées sur la figure 1. Les modifications correspondantes aux modèles sont très faibles et ne changent pas les conclusions du paragraphe précédent quant à l'interprétation de la discontinuité de BALMER.

Métaux. — Dans son mémoire [19], E. VITENSE remarque que l'absorption continue des métaux est notable dans l'ultraviolet et donne des formules approchées permettant d'estimer cette absorption (voir aussi UNSÖLD, *Physik der Sternatmosphären*). Dans une aimable communication personnelle, E. VITENSE nous a précisé que l'allure de ses courbes d'absorption pour le proche ultraviolet est déterminée essentiellement, aux températures solaires, par l'absorption continue des atomes Fe, Si, Mg à partir de leurs états excités et surtout de leurs états non liés. Lorsque la température augmente, l'absorption de ces éléments commence par augmenter par suite du peuplement croissant des états excités, puis diminue sous l'effet de l'ionisation. D'autre part, leur coefficient d'absorption croît vers les courtes longueurs d'onde (jusqu'à la discontinuité correspondant à l'état fondamental) proportionnellement à la fonction

$$\frac{e^{h\nu/kT}}{\nu^3}$$

c'est-à-dire très rapidement.

Qualitativement, l'absorption métallique évaluée par VITENSE s'accorde donc avec nos résultats empiriques sur l'absorbant X. La comparaison quantitative n'est malheureusement pas aussi satisfaisante. Nous avons calculé les résidus

$$\varepsilon = \frac{(\kappa_\lambda)_{\text{obs}} - (\kappa_\lambda)_{\text{calc}}}{(\kappa_\lambda)_{\text{calc}}}$$

en prenant pour $(\kappa_\lambda)_{\text{calc}}$ les données de E. VITENSE. Par raison d'homogénéité, nous avons adopté pour ce calcul, non le modèle solaire avec $\log A = 3,8$; $B = 0$ qui nous a servi plus haut, mais un modèle déterminé par PEYTURAUX [6] avec la composition chimique de [19] et une fonction a empirique identique à la nôtre. Les résidus obtenus sont réunis dans le tableau IV.

TABLEAU IV

COMPARAISON ENTRE LES COEFFICIENTS D'ABSORPTION DE E. VITENSE
ET L'ABSORPTION OBSERVÉE DANS L'ATMOSPHÈRE SOLAIRE

$\varepsilon = \frac{(\kappa_\lambda)_{\text{obs}} - (\kappa_\lambda)}{(\kappa_\lambda)_{\text{calc}}}$					
λ	$\theta = \frac{5\,040}{T}$	1,0	0,9	0,8	0,7
4 485		— 0,02	0,03	0,09	0
3 650		0,01	0,17	0,06	— 0,05
3 200		0,40	0,62	0,08	— 0,20

On constate que les résidus sont sensiblement plus petits que ceux de notre figure 2 pour le calcul desquels il n'a pas été tenu compte de l'absorption des métaux. Il semble donc qu'une bonne part de l'opacité solaire dans l'ultraviolet, inexpliquée par les absorbants H^- et H , puisse être due aux transitions des atomes métalliques (surtout Fe, Si, Mg selon E. VITENSE) à partir de leurs états excités et non liés. Il convient de noter cependant que l'absorption métallique calculée dans [19] doit être plutôt surestimée, par suite des approximations faites et de l'abondance élevée admise pour les métaux. Il semble donc raisonnable, compte tenu de résidus aussi importants que ceux qu'on obtient pour $\theta = 0,9$, de penser que la liste des absorbants qui déterminent le spectre continu ultraviolet de la photosphère n'est pas close. Dans l'ouvrage publié à l'occasion du 50^e anniversaire de l'Observatoire Yerkes, P. SWINGS a évoqué la question des absorbants inconnus et suggéré que des molécules, surtout des molécules négatives telles que H_2^- , pourraient être importantes. Nos résultats ne contredisent pas les idées de SWINGS.

V. VARIATIONS DU FLUX DE RAYONNEMENT DANS LA PHOTOSPHÈRE.

Le flux de rayonnement pour la longueur d'onde λ à la profondeur τ_λ est lié à la fonction-source par la relation

$$\mathcal{F}_\lambda(\tau_\lambda) = \Phi_{\tau_\lambda}\{B_\lambda\} = 2 \int_{\tau_\lambda}^{\infty} B_\lambda \cdot K_2(t - \tau_\lambda) dt - 2 \int_0^{\tau_\lambda} B_\lambda \cdot K_2(\tau_\lambda - t) dt.$$

Nous connaissons les fonctions-sources B_λ sous forme d'un développement intégral-exponentiel (3) ou (3 bis) ; comme les transformées par l'opérateur Φ des fonctions intégral-exponentielles K_n ont été trouvées analytiquement et tabulées par V. KOURGANOFF [33], il est très facile de calculer le flux en fonction de la pro-

fondeur pour toutes les longueurs d'onde observables. Intégrant ensuite par rapport à λ , on trouvera le flux total de rayonnement *continu* pour le niveau de température T :

$$\mathcal{F}_c(T) = \int_0^\infty \mathcal{F}_\lambda[\tau_\lambda(T)] d\lambda$$

et l'on pourra chercher à vérifier la condition d'équilibre radiatif.

Il faut noter que les parties profondes des fonctions-sources, qui ne sont pas réellement déterminées par les observations de l'assombrissement mais résultent seulement de la forme analytique adoptée, jouent un rôle notable dans le calcul du flux, surtout aux grandes profondeurs. Une autre difficulté réside dans le calcul

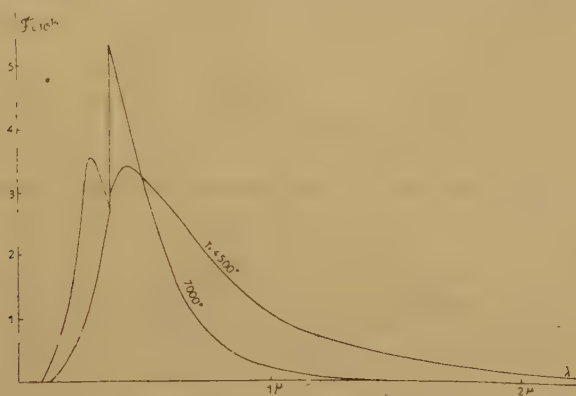


FIG. 5. — La répartition spectrale du flux dans l'atmosphère solaire pour les deux couches de température 4 500° (surface) et 7 000° ($\tau_{5000} = 1,84$).

de la contribution des longueurs d'onde inobservables. Pour l'infra-rouge, les corrections que l'on peut évaluer par des extrapolations de la partie connue (jusqu'à $2 \mu, 5$) sont très faibles. Mais pour l'ultraviolet ($\lambda < 3\,000 \text{ \AA}$), il n'en est pas de même.

Nous avons cherché à déterminer les fonctions-sources pour deux longueurs d'onde de l'extrême ultraviolet ($\lambda\lambda\, 2\,431$ et $1\,459$) en nous inspirant des résultats obtenus dans la discussion du § IV. Pour les couches relativement superficielles où l'absorbant inconnu X est important, nous avons extrapolé graphiquement les relations $\frac{d\tau_\lambda}{dT}$ de la région spectrale observable ; pour les couches plus profondes ($T > 7\,000^\circ$), nous avons admis que l'absorption était due seulement à H^- et H , et calculé les fonctions-sources. Tout ceci est très incertain et comme l'extrême ultraviolet apporte une notable contribution au flux intégré (variant de 3 à 30 %, de la surface à la couche $T = 7\,500^\circ$), il en résulte de grandes possibilités d'erreur dans le calcul de $\mathcal{F}_c$ (tableau V). La figure 5 illustre la variation avec λ de $\mathcal{F}_\lambda$ pour la surface et pour le niveau 7 000°.

Pour trouver le flux réel de rayonnement $\mathcal{F}$, il importe maintenant de retrancher de $\mathcal{F}_c$ le flux absorbé à chaque profondeur par les raies de FRAUNHOFER. Cette quantité $\Delta\mathcal{F}$ a été calculée par J.-C. PECKER [13] en vue de l'étude de l'effet de « blanketing ». Nous avons adopté les résultats de cet auteur bien qu'ils aient été obtenus avec un modèle différent du nôtre ; la contribution des raies de résonance, négligée pour le calcul de l'effet de « blanketing », a été rétablie.

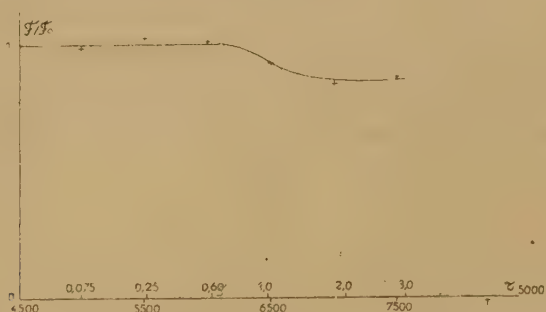


FIG. 6. — Variation avec la profondeur du flux de rayonnement dans la photosphère : le flux à la surface est pris pour unité.

Les résultats de notre évaluation de $\mathcal{F}$ sont donnés dans le tableau V et sur la figure 6. Malgré les grandes incertitudes notées ci-dessus, la courbe obtenue confirme d'une manière frappante les idées théoriques courantes sur la structure de la photosphère ; il existe une couche superficielle en équilibre radiatif, suivie d'une couche « convective » profonde, commençant vers la profondeur optique $\tau = 1$, où une partie de l'énergie est transportée sous forme non radiative. Nous pouvons ajouter que dans cette couche turbulente, responsable de la structure granulaire de la photosphère, 10 à 15 % du flux d'énergie solaire sont transportés sous forme mécanique.

TABLEAU V

FLUX A DIVERSES PROFONDEURS DANS LA PHOTOSPHÈRE

T	4 500	5 000	5 500	6 000	6 500	7 000	7 500
$\tau_{5\,000}$	0,000	0,074	0,245	0,57	1,04	1,835	2,70
$\mathcal{F}_c \cdot 10^{-10}$	2,31	2,31	2,31	2,205	1,98	1,735	1,75
$\mathcal{F} \cdot 10^{-10}$	2,03	1,995	2,07	2,04	1,87	1,68	1,74

VI. CORRECTION SUPERFICIELLE DU MODÈLE SOLAIRE D'APRÈS LE SPECTRE DE FRAUNHOFER.

a) *Généralités.* — Dans les paragraphes précédents (§§ II, III, IV), nous avons calculé des modèles solaires, à compositions chimiques diverses, basés sur les observations du spectre continu ; puis nous avons choisi le modèle qui représente au

mieux la discontinuité de BALMER, fixant ainsi la composition chimique ; une petite correction à ce modèle s'avère nécessaire aux grandes profondeurs pour tenir compte de l'absorption de H_2^+ . Pour disposer d'un modèle satisfaisant, il nous reste maintenant à améliorer la région superficielle ($\tau_{5000} < 0,15$) qui n'est déterminée que par une extrapolation de l'assombrissement observé. Nous utiliserons pour cela le spectre de FRAUNHOFER des éléments Fe, Ti et Ti^+ dans le bleu-vert. Ce choix peut paraître arbitraire, aussi nous faut-il en préciser les raisons : dans la 3^e partie de ce travail, nous chercherons à construire un modèle pour le centre d'une tache solaire, en comparant son spectre (continu et raies d'absorption) avec celui de la photosphère normale ; or, dans le cas de la tache, seules les raies des éléments et du domaine spectral cités ont été étudiées quantitativement. Par raison d'homogénéité, ce sont ces mêmes raies que nous devons employer pour préciser, si nécessaire, notre modèle photosphérique. Les données d'observations utilisées seront donc les mesures de largeurs équivalentes des raies de Fe, Ti et Ti^+ dans le domaine $\lambda\lambda 5450-4200$ publiées par P. TEN BRUGGENCATE et H. VON KLÜBER [34]. Tout porte à croire que ces mesures sont d'excellente qualité.

Pour interpréter les largeurs équivalentes, nous ferons usage de la théorie développée par MINNAERT [12], CLAAS [14] et PECKER [13]. Dans cette théorie, la largeur équivalente d'une raie *faible*, formée par *absorption*, d'un élément ionisé n fois ($n = 0$ ou 1) est donnée par la relation

$$(7) \quad \frac{W(m\text{\AA})}{\lambda^2(\text{\AA})} = 5,28 \cdot 10^6 \cdot A_{el} \cdot g_i f \int_0^\infty \frac{\psi \cdot 10^{-\chi_i 0}}{u_{n+1} + u_n p_e \psi} \frac{G}{\kappa_\lambda / p_e} d\tau.$$

A_{el} = abondance totale de l'élément par rapport à l'hydrogène,

g_i = poids statistique du niveau initial i de la raie,

χ_i = potentiel d'excitation du niveau i ,

χ_n = potentiel d'ionisation de l'atome déjà ionisé n fois,

f = force d'oscillateur de la transition,

u_n = fonctions de partition, tabulées par CLAAS [14],

ψ = $10^{-9,09} \theta^{5/2} 10^{\chi_n 0}$,

G = fonction de poids.

La fonction de poids est définie par l'équation (cf. [13]).

$$(8) \quad G_\mu(\tau) = \frac{1}{\mu} \frac{\int_\tau^\infty B \cdot e^{-t/\mu} dt / \mu - B \cdot e^{-\tau/\mu}}{\int_0^\infty B \cdot e^{-t/\mu} dt / \mu}.$$

Ici, où nous nous occupons uniquement du spectre solaire au centre du disque, nous faisons $\mu = 1$. Les fonctions de poids pour quelques longueurs d'onde, calculées avec les relations $\tau_\lambda(T)$ établies ci-dessus, sont données sur la figure 7.

Pour une raie *moyenne* ou *forte* la formule donnant W est complétée sous le

signe $\int$ par une « fonction de saturation » Ψ . Si nous appelons w la largeur équivalente qu'aurait la raie en l'absence de saturation, la relation entre W et w n'est autre que la courbe de croissance (C. C.) (fig. 8). Or celle-ci peut être déterminée de manière purement empirique, à condition qu'on ait mesuré un grand nombre de raies dont les forces d'oscillateur soient connues. Autrement dit, la « largeur équivalente réduite » w peut être obtenue expérimentalement ; w est reliée aux paramètres physiques de l'atmosphère par la relation (7) qui est suffisamment maniable (à la différence de l'expression générale contenant Ψ !) pour qu'on ait pu songer à déterminer entièrement le modèle d'une atmosphère (solaire ou stellaire)

à l'aide de cette relation et des mesures de largeurs équivalentes [9].

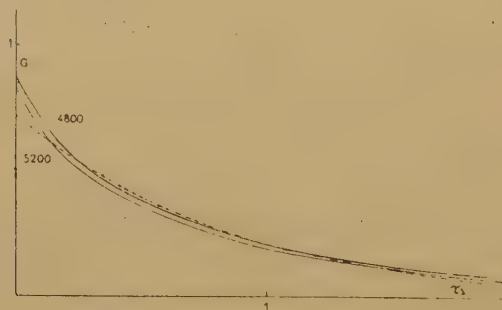


FIG. 7. — Fonctions de poids pour le calcul des raies dans l'atmosphère solaire : en trait discontinu, fonction de poids pour λ 5 200, calculée par PECKER [13] avec les fonctions-sources de CHALONGE et KOURGANOFF.

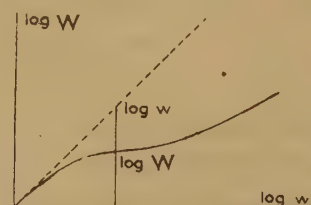


FIG. 8. — La relation entre la largeur équivalente d'une raie et la « largeur équivalente réduite », qu'aurait cette raie en l'absence de saturation, est donnée par la courbe de croissance.

La relation entre $\log \frac{w}{gf\lambda^2}$ et le potentiel d'excitation est, pour un gaz iso-

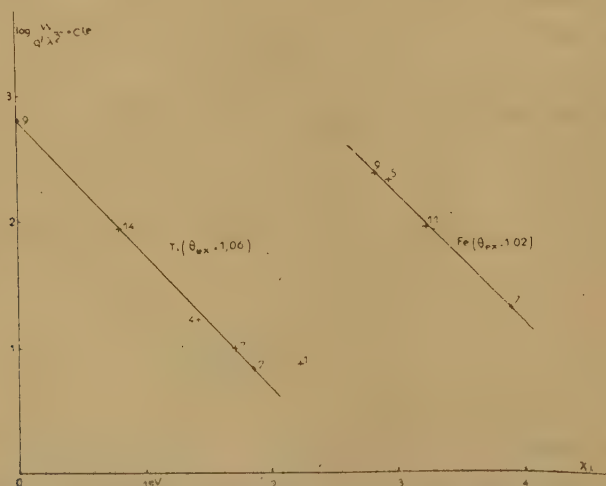


FIG. 9. — Détermination des T_{ex} observées pour Ti et Fe.

therme en équilibre thermodynamique, une droite de pente $\theta_{ex} = \frac{5\,040}{T}$. Pour une atmosphère dont la température est variable en profondeur, $\log \frac{\omega}{gf\lambda^2}$ varie presque linéairement avec χ_i , la pente moyenne de cette relation définissant la « température d'excitation » (Tex) de l'atmosphère considérée.

Notre test du modèle photosphérique consiste à rechercher si les relations $\log \frac{\omega}{gf\lambda^2} (\chi_i)$ obtenues empiriquement et calculées par la formule (7) sont en accord, autrement dit à comparer les Tex mesurées et calculées.

b) *Correction du modèle vers la surface.* — Au moyen des CC et des tables de $\log W$ publiées dans [34] ⁽¹⁾, nous avons déterminé les quantités $\log \omega$. Ensuite, grâce aux forces d'oscillateur théoriques données aussi dans [34], nous avons évalué $\log \frac{\omega}{gf\lambda^2}$ en fonction de χ_i et obtenu les Tex observées (fig. 9) ; les résultats sont contenus dans le tableau VI.

TABLEAU VI

TEMPÉRATURES D'EXCITATION OBSERVÉES ET CALCULÉES

	Présent travail	TB et VK	Wright	Modèle initial	Modèle corrigé
Ti	4 760° ($\chi_i = 1^{\text{eV}}$)	5 040°	4 850°	5 090°	4 900°
Fe	4 950° ($\chi_i = 3^{\text{eV}}$)			4 900-5 200°	4 670-5 000°
Ti ⁺	—	—	—	—	5 250°

D'autre part, nous avons calculé l'intégrale (7) pour diverses valeurs de χ_i . La relation théorique entre $\log \frac{\omega}{gf\lambda^2}$ et χ_i n'est pas tout à fait une droite : la Tex calculée augmente un peu avec le potentiel d'excitation (tableau VI). On voit de plus que les Tex observées sont un peu inférieures aux Tex calculées avec le modèle initial ; l'écart n'est pas bien grand mais il nous a semblé utile d'abaisser un peu la température du modèle dans la région où se forment les raies considérées.

On croyait couramment, avant les travaux de MINNAERT déjà cités, que les raies de FRAUNHOFER se forment essentiellement à des profondeurs optiques continues de l'ordre de 0,3 ou 0,5 ; en réalité, la formation des raies se produit dans des niveaux plus élevés. Il n'est pas inutile de donner ici la « profondeur effective » de formation des raies métalliques, c'est-à-dire la profondeur optique telle que la

(1) P. TEN BRUGGENCATE et H. VON KLÜBER donnent $\log \frac{W}{\Delta\lambda_D}$ le dénominateur étant la « largeur Doppler » de la raie ; de même, ils divisent les gf par $\Delta\lambda_D$; nous avons conservé ce changement d'échelle dans nos calculs mais ne répéterons pas les facteurs correspondants pour ne pas surcharger l'écriture.

contribution à la formation de la raie des niveaux inférieurs soit égale à celle des niveaux supérieurs. Le tableau VII indique les profondeurs effectives de certaines raies, que nous avons eu l'occasion de déterminer comme sous-produit du calcul de l'intégrale (7). Remarquons que cette profondeur effective dépend beaucoup du potentiel d'excitation, un peu du modèle et de la longueur d'onde, un peu de l'intensité de la raie (par l'intermédiaire de la fonction Ψ). Ces remarques qualitatives ne s'appliquent qu'à la formation de *l'ensemble* d'une raie métallique. Le centre d'une raie intense peut être de formation extrêmement superficielle, et ses ailes provenir de niveaux très profonds ; la notion de « profondeur de la raie » n'a donc plus de sens pour les raies fortes.

TABLEAU VII

PROFONDEUR OPTIQUE CONTINUE (λ 5 000 Å) EFFECTIVE DANS LA FORMATION DES RAIES

χ_i	0 ^{eV}	1 ^{eV}	2 ^{eV}	3 ^{eV}	4 ^{eV}
Fe	0,047	0,060	0,083	0,106	0,150
Ti	0,055	0,080	0,103	—	—
Ti ⁺	0,12	0,15	0,20	—	—

Il est facile de vérifier que la T_{ex} calculée pour les raies d'un certain potentiel d'excitation est pratiquement égale à la température du modèle adopté pour le niveau effectif correspondant ($T\{\tau^{\text{eff}}\}$). Prenons, par exemple, le cas du spectre de Fe ; le calcul des intégrales (7) donne les résultats suivants :

χ_i	1 ^{eV}	2 ^{eV}	3 ^{eV}	4 ^{eV}
θ_{ex} calculé	1,03	1,0	1,0	0,96
$\theta\{\tau^{\text{eff}}\}$	1,04	1,015	0,995	0,965

Cette remarque conduit à supposer que la T_{ex} observée représente la température de l'atmosphère au niveau effectif de formation des raies considérées, et nous amène à corriger le modèle initial de la manière schématisée sur la figure 10. On écrit en somme, $\bar{\chi}_i$ désignant le potentiel d'excitation moyen des raies étudiées,

$$T_{\text{ex}}(\bar{\chi}_i) = T\{\tau^{\text{eff}}(\chi_i)\}.$$

Ce procédé de correction n'a rien de rigoureux, mais il est probablement suffisant pour trouver les *très faibles* modifications à apporter au modèle initial. La nouvelle température de surface est $T_0 = 4\,280^\circ$ soit 200° environ de moins que les $4\,500^\circ$ trouvés par extrapolation du spectre continu.

c) *Vérifications du modèle corrigé.* — Nous avons évalué approximativement les valeurs de $\log \frac{w}{gf\lambda^2}$ en fonction de χ_i pour le modèle corrigé, d'où

les Tex reportées dans le tableau VI. Elles sont en excellent accord avec les Tex observées.

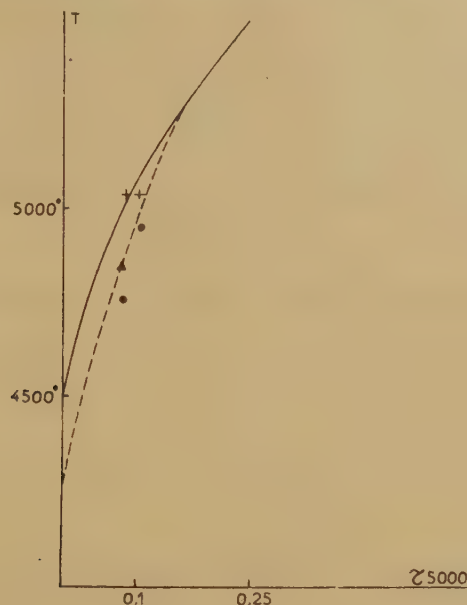


FIG. 10. — Correction superficielle de la relation $\tau_{5000}(T)$ au moyen des températures d'excitation de Ti et Fe. — o : Tex déterminées dans le présent travail ; + : Tex de [34] ; Δ : Tex de [35].

Une autre vérification utile de nos calculs a été de reconstruire la CC de Ti en portant en abscisses les valeurs *calculées* de $\log \omega$ et en ordonnées les valeurs

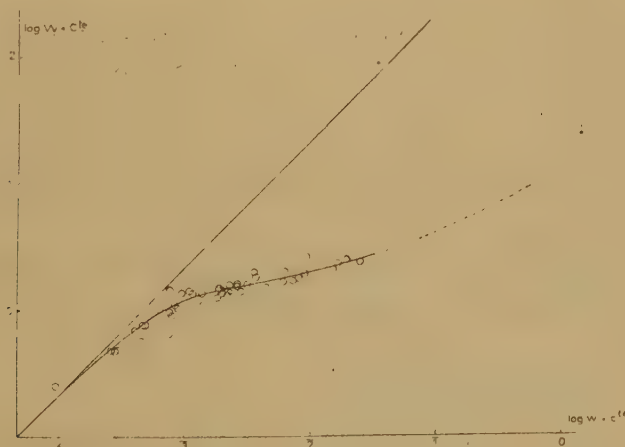


FIG. 11. — Courbe de croissance de Ti d'après les données de [34]. Les *abscisses* de chaque point ont été *calculées* par la formule (7), d'après le modèle de la figure 10.

observées de $\log W$. La CC ainsi obtenue (sans translations relatives des divers multiplets, sans corrections empiriques variables avec λ comme dans [34]) est

donnée sur la figure 11. La dispersion des points représentant les différentes raies n'est pas plus grande que dans les CC originales de [34] ; la courbe a été prolongée dans la région « amortissement » au moyen des raies de Fe. L'accord de cette CC avec celle de WRIGHT [35] basée sur plusieurs centaines de raies, est excellent.

Abondance de Fe. — Pour Fe, les produits gf ont été déterminés par KING en valeur absolue. Les quantités ω peuvent donc être calculées au facteur A_{Fe} près, par la relation (7) ; comme on connaît d'autre part, empiriquement, ces quantités, on peut atteindre A_{Fe} . Pour $\chi_i = 3^{\text{eV}}$ on trouve :

— d'une part empiriquement (fig. 9) $\log \frac{\omega}{gf\lambda^2} = 2,21 - 5,10$; ce deuxième terme provenant de l'emploi d'une échelle arbitraire, différente de l'échelle absolue des gf , dans la réduction des observations ;

— d'autre part théoriquement $\log \frac{\omega}{gf\lambda^2} = 1,52 + \log A_{\text{Fe}}$.

D'où $\log A_{\text{Fe}} = 5,59$

valeur en accord quasi-miraculeux avec les résultats antérieurs [12], [14].

d) *Calcul du modèle final.* — Nous avons vu que parmi les modèles solaires calculés plus haut, il convient de choisir la composition chimique $\log A = 4$, $B = 0$; de plus, il convient de corriger le modèle aux grandes profondeurs pour tenir compte de l'absorbant H_2^+ et à la surface pour tenir compte des résultats relatifs au spectre de raies ; la correction correspondante de la fonction $a(T)$ est donnée sur la figure 1 (cf. ci-dessus).

Le modèle final, obtenu en combinant la relation $a(T)$, les tables d'ionisation et l'équation d'équilibre hydrostatique a été reporté dans le tableau VIII. Il est comparé sur la figure 12 aux modèles de DE JAGER et de PIERCE et ALLER, ramenés différentiellement à la même composition chimique. On remarquera l'accord somme toute bon des trois modèles empiriques, des différences importantes apparaissant seulement aux niveaux superficiels ou très profonds.

Nous avons calculé, enfin, la profondeur géométrique correspondant à chaque profondeur optique pour notre modèle, par la relation

$$d\tau_{5\,000} = \kappa_{5\,000} \rho dh.$$

D'où, h étant exprimé en kilomètres

$$h(\tau) = 4,16 \cdot 10^6 \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{d\tau}{\kappa \theta p}.$$

L'intégration a été effectuée à partir du niveau $\tau_0 = 0,02$. La distance entre ce niveau et la « surface », c'est-à-dire le niveau du *bord apparent* du soleil, n'est qu'une simple estimation, car elle repose sur une extrapolation de la fonction sous le signe $\int$ (tableau VIII).

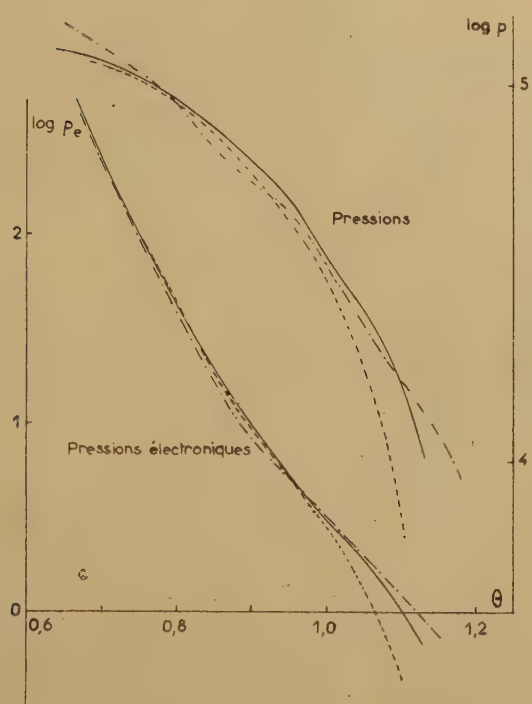


FIG. 12. — Comparaison de 3 modèles empiriques de la photosphère ramenés à une même composition chimique ($\log A = 4$; pas d'hélium). — . — Modèle de DE JAGER [15] ; — — — Modèle de PIERCE et ALLER [8] ; — — — Modèle établi dans le présent travail.

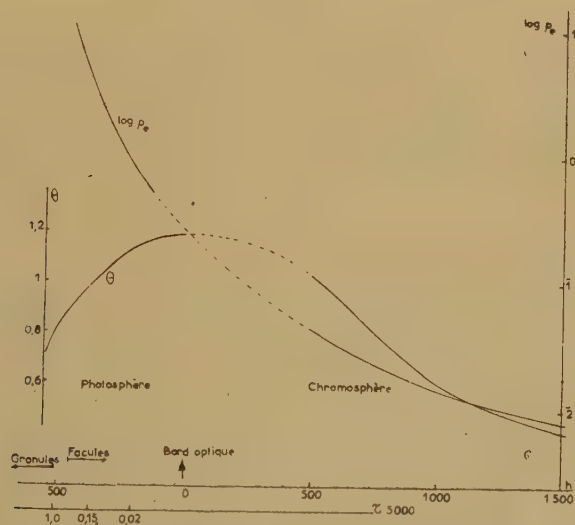


FIG. 13. — Notre modèle de la photosphère peut être raccordé au modèle chromosphérique de DE JAGER [15] sans discontinuité des paramètres physiques.

TABLEAU VIII

MODÈLE DE LA PHOTOSPHÈRE FINALEMENT ADOPTÉ (LOG A = 4,0 ; PAS D'HÉLIUM)

τ_{5000}	θ	$\log p_e$	$\log p$	h
0	1,180	—	—	(— 215)
0,02	1,117	— 0,05	4,11	0
0,05	1,060	0,23	4,37	77
0,10	1,007	0,46	4,54	132
0,15	0,971	0,62	4,64	167
0,25	0,918	0,89	4,77	206
0,50	0,851	1,28	4,89	256
1,0	0,782	1,765	4,99	300
2,0	0,710	2 33	5,06	332
3,0	(0,662)	(2,75)	(5,09)	(345)
4,0	(0,624)	(3,09)	(5,10)	(353)

Dans la figure 13, notre modèle photosphérique est raccordé au modèle de la chromosphère déterminé par DE JAGER [15] d'après l'ensemble des données optiques et radioélectriques. Il y a évidemment une transition continue entre la photosphère et la chromosphère : le soleil a un bord net au point de vue optique mais non au point de vue physique !

VII. CONCLUSION.

La figure 12 montre que notre connaissance empirique de la photosphère est somme toute assez bonne ; le problème qui se pose encore avec le plus d'acuité est celui de la composition chimique. La question de la teneur en métaux aisément ionisables peut être résolue directement, par l'étude du spectre de raies de ces métaux ; la seule difficulté réside dans la nécessité de connaître pour cela, les forces d'oscillateur absolues.

La teneur en hélium pourra aussi être déterminée directement lorsqu'on saura interpréter les raies de l'hélium observables dans le spectre solaire ; une telle interprétation sera probablement laborieuse car ces raies se forment dans la chromosphère, dans des conditions sans doute différentes de l'équilibre thermodynamique. Il existe aussi une possibilité d'atteindre indirectement la teneur en He, en déterminant « spectroscopiquement » la pression dans la photosphère ; pour cela, il suffirait d'étudier l'intensité des bandes moléculaires puisque l'abondance des molécules dépend de la pression. Bien entendu, la connaissance en valeur absolue des probabilités de transitions moléculaires serait nécessaire. On a là un exemple parmi bien d'autres de progrès astrophysiques possibles, dont la condition préalable serait une connaissance meilleure des probabilités de transition.

DEUXIÈME PARTIE

Étude photométrique des taches solaires

INTRODUCTION

Les grandes méthodes d'étude des atmosphères stellaires, basées sur l'analyse quantitative de leur spectre continu et de leur spectre de raies ou de bandes, ont été jusqu'ici assez peu appliquées aux taches solaires. Les tentatives faites ont permis, sinon d'aboutir à des résultats consistants, du moins de reconnaître les difficultés toutes spéciales auxquelles on se heurte dans l'examen du spectre des taches. Il est difficile d'éviter que le rayonnement de la tache ne soit dilué par celui de la photosphère normale, par suite de la diffusion atmosphérique et instrumentale ainsi que de l'agitation des images. Les mesures d'intensité et de profil des raies sont gênées par la complication extrême du spectre des taches et leur interprétation est rendue délicate par l'existence du champ magnétique. Enfin toutes les taches ne sont pas identiques et il est nécessaire pour pouvoir comparer des résultats de différentes sources, qu'ils se rapportent à des taches semblables.

Les travaux photométriques sur les taches ne sont pas nombreux. Dans notre rapide bibliographie de la question nous n'aurons pas à remonter plus haut que les recherches de PETTIT et NICHOLSON [36]. Leurs mesures spectrophotométriques sont encore aujourd'hui les seules à s'étendre dans l'infra-rouge.

Le rayonnement continu des taches a été étudié du point de vue de l'observation et du point de vue théorique par MINNAERT et WANDERS [37], [38], [39], [40]. Dans la thèse de WANDERS [38], sont réunies et discutées toutes les connaissances sur cette question disponibles à l'époque. Un des grands mérites de WANDERS est d'avoir très clairement exposé les causes d'erreurs dans les mesures photométriques sur les taches (diffusion, turbulence atmosphérique), ainsi que des méthodes permettant de corriger les mesures brutes pour tenir compte de ces erreurs. De plus, WANDERS a mesuré pour la longueur d'onde $\lambda 4\,043\text{ \AA}$ le rapport I'/I de l'intensité lumineuse au centre de la tache à celle de la photosphère voisine, cela dans une trentaine de cas. Ces observations nous semblent peu satisfaisantes ; au lieu de corriger ses mesures selon les sains principes qu'il avait lui-même indiqués, WANDERS a employé un procédé grossier et mal fondé, baptisé par lui « méthode de PETTIT et NICHOLSON » ⁽¹⁾. De plus, ses corrections, et par suite les résultats

⁽¹⁾ Ces auteurs avaient introduit le procédé en question, non pour corriger quantitativement leurs mesures, mais simplement pour estimer l'ordre de grandeur des erreurs commises.

de ses mesures, diffèrent complètement selon qu'on se réfère à sa thèse [38] ou au mémoire [40], sans qu'il se soit expliqué sur ce changement. Cependant, il conclut de ses observations que le rapport I'/I est pratiquement indépendant de la distance de la tache au centre du disque ; résultat qui a été pleinement confirmé par les travaux ultérieurs de RICHARDSON [41], [42], WORMELL [43] et par nos mesures (au moins pour la région bleu-violet du spectre).

Plus récemment, il faut citer les recherches de KRAT [44].

Dans les pages qui suivent, nous décrivons de nouvelles observations du spectre continu des taches au cours desquelles nous nous sommes efforcés de réunir un matériel suffisamment complet et homogène pour pouvoir être interprété par les mêmes méthodes semi-empiriques qui nous semblent conduire à un plein succès dans le cas de la photosphère (cf. 1^{re} partie).

D'une part, nous avons analysé les mesures relatives à un groupe de taches assez homogène, pour trouver les propriétés du rayonnement d'une « tache-type ». Ces données seront utilisées dans la 3^e partie de ce travail, où, faisant appel aux travaux d'autres auteurs, nous chercherons à présenter un tableau d'ensemble des conditions physiques dans la tache-type, telles qu'elles peuvent être déduites de l'observation.

Par ailleurs, nous avons déterminé comment varient les divers caractères de la tache avec son importance, définie soit par son aire, soit par son champ magnétique.

I. LES OBSERVATIONS.

1. — Dans un des laboratoires solaires de l'Observatoire de Meudon, nous avons installé au printemps 1950 le montage de la figure 14 (1). Le faisceau lumineux fourni par le cœlostat tombe sur le miroir sphérique M ($F = 650$ cm $D/F = 1/25$) qui donne une image du soleil sur la fente du spectrographe. Celui-ci, construit par HILGER, est muni d'un prisme de quartz de 30° monté en autocollimation derrière une lentille de quartz également, de 170 cm de distance focale ; le faisceau utile est limité par un diaphragme carré de 5 cm de côté placé sur la lentille. Grâce à sa faible ouverture relative ($1/35$), ce spectrographe, optiquement

(1) On remarquera sur la figure 14 une partie dessinée en pointillé : un miroir plan m distrait une partie du faisceau venu du cœlostat pour éclairer une petite lunette de 10 cm d'ouverture ; celle-ci est munie d'un filtre monochromatique LYOT isolant une bande de $0,75$ Å centrée sur H_α . On peut ainsi observer la chromosphère. L'ensemble est réglé de manière qu'un même point du soleil forme simultanément son image à la croisée des fils du réticule monté dans la lunette d'une part, et sur la fente du spectrographe d'autre part. On peut prendre le spectre de toute région intéressante repérée sur la chromosphère et amenée à la croisée des fils au moyen des rappels du cœlostat. Ce montage avait été conçu en vue d'observer les éruptions chromosphériques. Malheureusement, par suite de la chute rapide de l'activité solaire en 1950 et des mauvaises conditions météorologiques enregistrées durant cette année, nous n'avons pu observer aucune éruption assez importante pour être étudiée spectrographiquement.

très simple, fournit un spectre d'une excellente définition dans un très grand domaine spectral ; de plus, il est bien stigmatique, les focales parallèle et normale à la direction de la dispersion étant confondues ; cette propriété est évidemment essentielle pour le travail que nous avons en vue. La dispersion varie de $46 \text{ \AA/mm}$ pour $\lambda 6\,500$ à $6 \text{ \AA/mm}$ pour $\lambda 3\,200$.

Le domaine spectral choisi pour notre étude s'étend de $\lambda 6\,700 \text{ \AA}$ à $\lambda 3\,200 \text{ \AA}$ environ. L'éclairement de la plaque diminue rapidement dans l'ultraviolet puisque l'absorption atmosphérique et la dispersion du spectrographe croissent vers les courtes longueurs d'onde, tandis que l'énergie du spectre continu décroît à partir de $4\,000 \text{ \AA}$. Pour obtenir une densité acceptable dans tout le spectre, nous avons en général chargé le châssis de 9×24 avec deux plaques 9×12 : l'une relati-

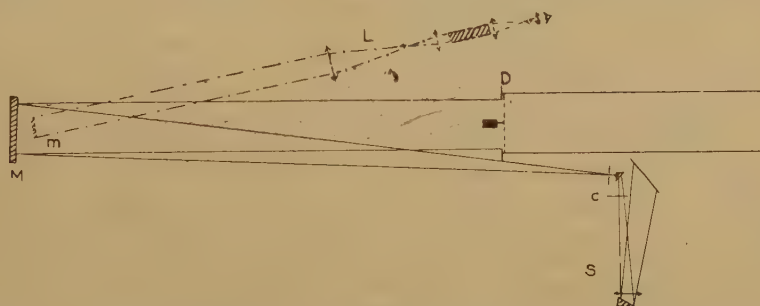


Fig. 14. — Schéma du montage utilisé pour l'observation des taches : M : miroir objectif ; S : spectrographe HILGER ; C : couteau pour la gradation des plaques ; D : système à diaphragmes tournant pour l'étalonnage du dégradé fourni par le couteau C.

— En traits discontinus, appareillage pour l'observation visuelle de la chromosphère.

m : miroir plan ; *L* : lunette munie d'un filtre H_{α} de LYOT.

vement lente (Kodak III F) pour le visible, l'autre rapide (Kodak 103 0, ou Ilford HP 3) pour l'ultraviolet. Quelques observations seulement ont été effectuées avec des plaques Ilford « Long range » de 9×24 ; il fallait alors plusieurs poses différentes pour avoir des spectres acceptables pour tout le domaine de longueur d'onde étudié. Durant les belles journées d'été le temps de pose était de 1 seconde pour la photosphère au centre du disque et de 3 à 8 secondes pour les spectres de taches. Les plaques ont été brossées ou très énergiquement agitées durant le développement (révélateur Kodak D 19).

2. — Pour l'étalonnage des plaques, nous avons monté à l'intérieur du spectrographe, dans le faisceau allant de la fente à la lentille collimatrice, un « couteau », placé de manière à obtenir une image dégradée de la fente : ce procédé trouvé par V. HIRSCH et SCHÖN a été également employé, avec diverses améliorations, par SOLEILLET ainsi que par BARBIER [45]. Nous n'ajoutons pas comme ces auteurs, un diaphragme de forme spéciale sur la lentille collimatrice ; la région utile de celle-ci est limitée par un diaphragme carré ainsi que par la projection du miroir *m* (voir note p. 32). Dans ces conditions, il est absolument nécessaire de

déterminer expérimentalement la répartition de l'intensité lumineuse dans le dégradé fourni par le couteau. D'ailleurs, comme notre couteau est amovible et que nous prenons des spectres avec et sans dégradé, il faut vérifier par des étalonnages répétés que le couteau est bien revenu chaque fois dans la même position, ce qui est assuré en principe par des contraintes convenables.

Comme dispositif « absolu » d'étalonnage photométrique, nous employons alors une série de diaphragmes placés dans le faisceau parallèle venu du coelostat. Afin d'éviter les erreurs dues au manque d'homogénéité éventuel de ce faisceau — manque d'homogénéité certain dans notre cas par suite de la présence du

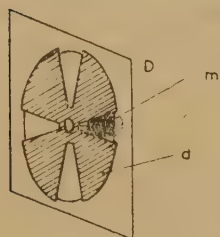


FIG. 15. — Système employé pour étalonner le dégradé fourni par le couteau. D : diaphragme fixe. d : diaphragme tournant entraîné par le moteur m. Celui-ci est soutenu par 3 tiges minces à la manière d'un miroir CASSEGRAIN.

miroir *m* — chaque diaphragme est constitué par un disque où l'on a découpé 4 secteurs (fig. 15). Ce disque est concentrique à un diaphragme circulaire fixe limitant le faisceau utilisé et il est animé d'un mouvement de rotation très rapide ⁽¹⁾. Dans ces conditions, même si le faisceau n'est pas homogène, l'affaiblissement produit par le diaphragme tournant est proportionnel à l'angle des secteurs pleins.

Insistons sur le fait qu'aucun phénomène photographique d'intermittence n'est à craindre ; les diaphragmes tournants étant placés non devant l'image mais devant l'objectif, l'éclairement de l'image est continu. Nous disposons d'une série de 8 diaphragmes dont l'angle des secteurs pleins augmente en progression géométrique. L'éclairement de l'image obtenue sans diaphragme tournant étant pris pour unité, les éclaircissements correspondant à chacun sont

10^{-0,125} 10^{-0,25} ... 10^{-0,875} 10⁻¹.

Pour obtenir un étalonnage, nous faisons une série de 8 spectres du centre du soleil avec les différents diaphragmes tournants, encadrée de 2 spectres pris sans diaphragme. L'opération dure 3 minutes, trop peu de temps pour qu'on ait à craindre une variation notable de la transparence atmosphérique, au moins par les belles journées. Il faut évidemment disposer d'un temps de pose rigoureusement constant et reproductible, de l'ordre de une ou plusieurs secondes. Pour cela, nous employons un obturateur électrique commandé par la distribution horaire de l'Observatoire. Cet appareil imaginé par M. LAFFINEUR ⁽²⁾, donne automatiquement et avec une très grande précision des poses variables de 1 à 45 secondes.

3. — L'image solaire projetée sur la fente du spectrographe a 60 mm de

⁽¹⁾ Nous devons l'idée de ce dispositif à M. D. CHALONGE.

⁽²⁾ Je renouvelle ici mes remerciements à M. LAFFINEUR qui, non seulement a conçu les divers accessoires électriques de mon appareillage, mais m'a également aidé dans toutes sortes de questions pratiques posées par ce programme d'observations.

diamètre. On peut l'observer au moyen de la lumière, diffusée par les lèvres de la fente. Nous adoptons une fente de $20\ \mu$ de largeur et 7 mm de haut. Il y a alors place sur chaque plaque pour 8 spectres : un spectre du centre du soleil pris avec couteau, d'où l'on peut déduire aisément la caractéristique de la plaque si on le désire ; 6 spectres de taches ; enfin un spectre où la fente du spectrographe est placée perpendiculairement au bord du disque solaire qui la coupe en son milieu : ce spectre est destiné à l'étude de la turbulence atmosphérique et de la lumière diffusée par le ciel et les surfaces optiques. Il est pris avec un temps de pose de quelques secondes, comparable à celui des spectres de taches. Pour ceux-ci, on agit sur les rappels du cœlostât jusqu'à ce que la fente vienne couper la tache en son centre, condition difficile à obtenir avec une imagesolaire de 6 cm. Évidemment, on s'est borné à observer des taches assez grandes.

Par ailleurs, on place la tache vers l'extrémité de la fente peu affectée par le couteau ; la photosphère au voisinage de l'autre extrémité se trouve ramenée par l'effet du couteau à une intensité voisine de celle de l'ombre de la tache. La comparaison entre tache et photosphère s'en trouve grandement facilitée comme on le verra plus loin. Pour chaque séance d'observations, on a pris en moyenne 3 spectres de chaque tache importante présente sur le disque. En tout 250 spectres ont été réunis, appartenant à 32 taches différentes. Beaucoup, surtout les plus grandes, ont été observées en deux ou plusieurs points du disque.

II. RÉDUCTION DES OBSERVATIONS.

1. — Vu le caractère très laborieux de l'ensemble du dépouillement, nous avons décidé de ne mesurer le rapport I'/I de l'intensité dans la tache à celle de la photosphère voisine que pour 6 longueurs d'onde ; dans quelques spectres seulement d'autres longueurs d'onde ont été étudiées. Les erreurs les plus graves dans ces observations ayant un caractère systématique, on peut penser que la mesure d'un plus grand nombre de longueurs d'onde n'aurait pas sensiblement amélioré la valeur des résultats.

Nous avons enregistré ⁽¹⁾ nos spectres au microphotomètre, parallèlement à la direction des raies spectrales, de sorte que chaque enregistrement donne la variation de l'intensité lumineuse le long de la fente du spectrographe en lumière quasi-monochromatique (fig. 16). On a cherché à ce que les étroites bandes spectrales utilisées soient, autant que possible, découpées dans le spectre continu et peu affectées par des raies ; dans ce but on a choisi les longueurs d'onde 6 040, 5 452, 4 795, 4 043, 3 659 et 3 300 Å où existent des « fenêtres » de continu rela-

(1) Mon collègue J.-C. PECKER n'a pas hésité à participer à ce laborieux travail d'enregistrement afin de me permettre de préparer et d'effectuer avec lui un autre programme d'observations. Je le remercie bien vivement de son aide amicale.

tivement pur. Pour l'enregistrement, la plage exploratrice du microphotomètre avait une longueur assez petite pour ne pas déborder hors de la fenêtre du continu ; de même, sa largeur était assez faible pour ne pas diminuer la résolution en adoucissant le profil de la tache. En revanche, le grain de la plaque fut assez gênant, au moins pour les spectres ultraviolets.

Au cours de cette première phase du dépouillement, ont été éliminés, outre les spectres évidemment defectueux, les spectres (ou partie de spectres) surexposés, pour lesquels on pouvait craindre que le centre même de la tache ne soit affecté par de la lumière photosphérique diffusée dans la gélatine.

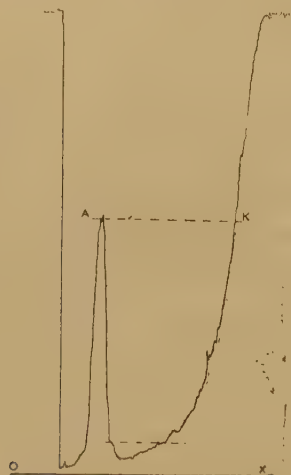


FIG. 16. — Enregistrement transversal d'un spectre de tache au microphotomètre CHALONGE, montrant le dégradé du couteau et la méthode de mesure suivie.

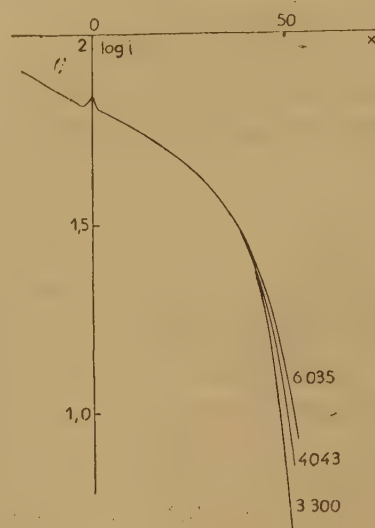


FIG. 17. — Dégradé produit par le couteau. L'échelle des abscisses est la même que sur l'enregistrement de la figure 16.

Grâce au « couteau », la mesure du rapport I'/I est particulièrement simple (fig. 16) : on cherche le point K du dégradé où la photosphère a même intensité que le centre de la tache ; ce point s'obtient aisément en menant par le « fond » de la tache A une parallèle à la ligne de zéro. Puisqu'on connaît la loi du dégradé, on sait que pour le point K l'intensité de la photosphère est la fraction k de ce qu'elle serait à l'abscisse de A ; on a donc $I'/I = k$. Si la loi du dégradé a été préalablement déterminée, il est absolument inutile de tracer la courbe caractéristique de chaque plaque ; la mesure de I'/I se ramène à celle des abscisses de A et K. L'origine des abscisses doit évidemment être un point fixe de la fente du spectrographe : nous avons choisi une indentation très marquée de cette fente qui se traduit dans les enregistrements par une pointe prononcée.

Ce procédé fournit le rapport de l'intensité au centre A de la tache à l'intensité d'un point K de la photosphère. Si les points K et A ne sont pas situés

à peu près à la même distance du centre du disque solaire, on doit faire une correction pour trouver le rapport cherché, de l'intensité dans la tache à l'intensité *du même point* de la photosphère en l'absence de tache. L'assombrissement solaire étant bien connu, il est facile de trouver cette correction si elle est nécessaire.

La loi du dégradé a été déterminée en utilisant les plaques qui portaient une gradation indépendante obtenue par les diaphragmes tournants. On a constaté que cette loi ne variait pratiquement pas d'une plaque à l'autre. De plus, elle est la même pour toutes les longueurs d'onde sauf dans la partie voisine de l'ombre géométrique du couteau où l'affaiblissement produit est très fort (fig. 17).

Une cause d'erreur fréquente dans les travaux de spectrophotométrie avec des appareils autocollimateurs est la lumière « diffuse » dans le spectrographe, due aux réflexions sur son objectif. Sur nos plaques, on distingue aisément un voile de chaque côté des spectres, voile qui est tout à fait négligeable dans le visible mais augmente d'importance dans l'ultraviolet. Avec le soleil comme source, l'intensité de la lumière diffuse est voisine de 2 % de celle du spectre à λ 3 659, de 7 % à λ 3 300. Cette intensité ne dépend pas de l'abscisse x dans la direction normale à la dispersion. Aussi, il est très facile d'éliminer toute erreur due au voile dans la détermination de I'/I par le procédé décrit ci-dessus : le point K du dégradé où l'intensité est égale à celle de la tache reste le même ; pour obtenir la valeur correcte de I'/I , il suffit que la loi du dégradé utilisée ait été corrigée de l'effet du voile ; cela a été fait en mesurant l'intensité de celui-ci en bordure des spectres. Avec les plaques à faible contraste utilisées dans l'ultraviolet, cette mesure ne présente pas de difficulté, malgré la faible intensité de cette lumière diffuse ; toutefois, il s'agit de lumière blanche et nous l'avons mesurée avec les courbes de gradation valables pour l'ultraviolet ; l'erreur qui en résulte est du second ordre.

Par les diverses opérations indiquées ci-dessus, nous avons obtenu les « mesures brutes » de I'/I . Restait à les corriger de diverses causes d'erreurs systématiques. Les erreurs dues à la diffusion par le ciel et les surfaces optiques ainsi qu'à la turbulence atmosphérique seront discutées au paragraphe suivant. Mais une autre erreur importante est liée à l'emploi du spectrographe : lorsqu'on amène la tache sur la fente, on ne peut être sûr, avec une image solaire de 6 cm, que la fente coupe bien la tache en son centre. L'erreur ainsi commise est toujours dans le sens d'une surestimation de I'/I car la quantité de lumière photosphérique introduite par la turbulence de l'air augmente vers le bord de la tache. Pour remédier à cela, nous nous sommes livrés à une *sélection* de nos mesures. L'observation d'une tache comprenait en moyenne 3 spectres, entre lesquels le centrage de l'objet sur la fente était refait. Si une différence systématique notable apparaissait entre les mesures de I'/I fournies par ces 3 spectres, nous avons choisi le spectre donnant la plus faible valeur de ce rapport, supposant que les autres étaient viciés par un mauvais centrage. Bien souvent d'ailleurs, plusieurs spectres successifs de la

même tache donnent des résultats si voisins que la sélection est inutile. Il est clair que de petites différences d'un spectre à l'autre peuvent être dues aux variations de la turbulence de l'air, qui est corrigée par ailleurs ; la sélection a donc été appliquée avec prudence de manière à ne pas « surcorriger ».

III. LES CORRECTIONS DE « DIFFUSION »

1. — Généralités.

Les mesures brutes obtenues ci-dessus ne représentent qu'une limite supérieure du rapport I'/I car, pour de nombreuses raisons, l'ombre d'une tache étudiée dans des conditions d'observation moyennes est envahie par la lumière beaucoup plus intense de la photosphère avoisinante [39] : on a là des causes d'erreurs très graves car elles agissent toujours dans le même sens. Les principales sont :

- a) Diffusion par les poussières solides et liquides de l'atmosphère ; la diffusion Rayleigh par les molécules de l'air est négligeable.
- b) Diffusion par les poussières et les rayures des miroirs du coelostat et du miroir objectif.
- c) Turbulence atmosphérique.
- d) Agitation de l'air au voisinage immédiat des instruments.
- e) Astigmatisme des miroirs du coelostat, déformés par la chaleur solaire ⁽¹⁾.

Nous engloberons ces divers phénomènes sous le nom de « diffusion » et appellerons les corrections afférentes corrections de « diffusion ».

On peut se représenter l'effet des divers facteurs a), b), c), d), e), en admettant — que dans l'image étudiée un voile uniforme d'intensité η est superposé à la distribution réelle de l'intensité ;

— que la lumière issue d'un point s'étale autour de son image géométrique suivant une fonction ψ .

Si l'intensité se répartit entre les différents points de la surface solaire selon la fonction $I(x, y)$, l'intensité observée sera

$$(1) \quad i(x_0, y_0) = \iint_{xy} \frac{I(x, y) + \eta}{1 + \eta} \psi(x - x_0, y - y_0) dx dy$$

avec la condition de normalisation

$$(2) \quad \iint_{xy} \psi dx dy = 1$$

les intégrales étant étendues à tout le plan.

⁽¹⁾ Cet échauffement était particulièrement important dans notre cas parce que, désirant étudier aussi l'ultraviolet, nous avions des miroirs aluminés : ceux-ci, l'expérience le montre, s'échauffent bien plus que les miroirs argentés,

L'examen des facteurs physiques dont dépend ψ suffit à montrer que cette fonction est variable d'un instant à l'autre et d'un point à l'autre de l'image solaire. Mais la fonction ψ est très difficile à déterminer et lorsqu'elle est connue, la correction des mesures au moyen de l'équation (1) est une opération laborieuse. Pour ces deux raisons, nous nous sommes bornés à l'emploi d'une fonction ψ moyenne pour l'ensemble de nos observations. Cette simplification n'est évidemment pas susceptible d'introduire d'erreur systématique dans nos résultats mais seulement d'en augmenter la dispersion.

2. — Détermination de la constante η et de la fonction ψ .

Nous avons d'abord déterminé une valeur approchée du paramètre η en mesurant sur les spectres du bord du Soleil, pris avec fente radiale, qui figurent sur presque toutes nos plaques, la brillance du ciel à 1' du disque solaire. Cette brillance est due à la diffusion atmosphérique et instrumentale (causes *a*) et *b*)

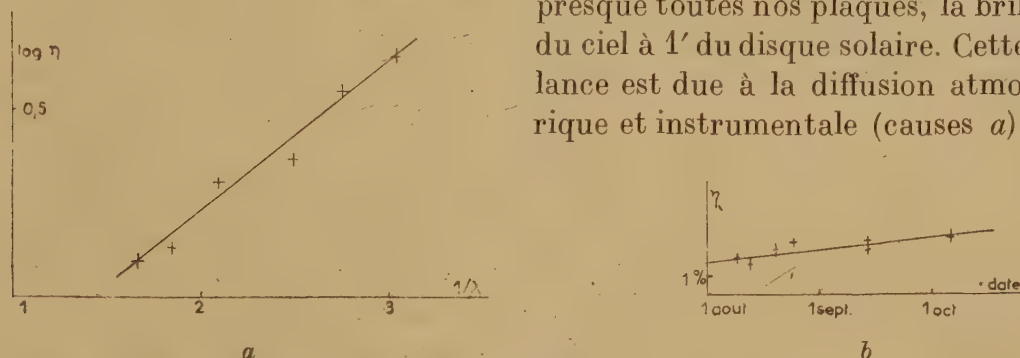


FIG. 18. — Brillance apparente η du ciel à 1' du bord solaire exprimée en % de la brillance au centre du disque.

(a) : variation avec la longueur d'onde de la brillance moyenne ;

(b) : variation de la brillance pour λ 4 043, avec la date, c'est-à-dire avec le vieillissement des miroirs.

ci-dessus). Elle dépend de la longueur d'onde et augmente rapidement dans le bleu et l'ultraviolet. Bien que variable d'un jour à l'autre, elle accuse une croissance générale avec l'âge de l'aluminure de nos miroir (fig. 18). Nous avons tenu compte de cette variation pour les grandes taches dont l'intensité est particulièrement petite et le nombre de spectres disponibles particulièrement grand, de sorte que des raffinements sont justifiés.

La brillance apparente du ciel à 1' du bord solaire pour la période moyenne de nos observations est donnée dans le tableau suivant.

TABLEAU I

BRILLANCE APPARENTE DU CIEL EXPRIMÉE EN PRENANT POUR UNITÉ LA BRILLANCE DU CENTRE DU DISQUE SOLAIRE

Longueur d'onde	6 040	5 452	4 795	4 043	3 659	3 300
η (%)	1,25	1,35	2,05	2,35	3,6	4,4

Pour déterminer la fonction ψ nous supposons, comme WANDERS, qu'elle est de révolution et peut être représentée par une surface de GAUSS :

$$\psi = \frac{a}{\pi} e^{-a(x^2 + y^2)}.$$

Avec cette représentation, le « diamètre » de l'image d'un point est $\frac{2}{\sqrt{a}}$. Si l'on admet que deux points de la surface solaire sont séparés lorsque leur distance est égale au demi-diamètre de leur image, on voit que le pouvoir séparateur du système optique constitué par l'atmosphère et les instruments est $\frac{1}{\sqrt{a}}$. Plus a est grand, meilleure est la qualité de l'image.

La détermination du paramètre a est basée, pour chaque longueur d'onde, sur la comparaison du « profil » observé du bord solaire, préalablement corrigé du voile, avec son profil réel. Celui-ci n'est malheureusement pas connu d'une manière satisfaisante. Nous l'avons défini comme suit :

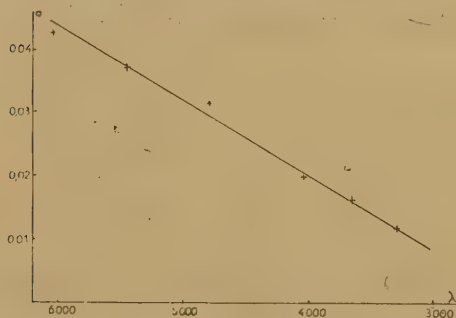


FIG. 19. — Variation avec la longueur d'onde du paramètre a qui représente l'étalement de la lumière sous l'effet de l'agitation atmosphérique et des défauts de l'optique.

a) jusqu'à 15 ou 20" du bord ($\cos \theta = 0,2$) le profil réel est identique au profil observé ;

b) à l'extrême bord ($\cos \theta = 0$) l'intensité est celle d'un corps noir à 4 400°. C'est la valeur de la température de surface obtenue par TEN BRUGGENCATE, GOLLNOW et JAGER [25] ;

c) dans la région $0 < \cos \theta < 0,2$ l'intensité varie linéairement en $\cos \theta$.

On voit qu'il y a une forte part d'arbitraire dans notre définition du profil du bord solaire réel. Ceci est inévitable ; de bonnes observations de l'assombrissement pour $\cos \theta < 0,2$, effectuées en lumière monochromatique pour des longueurs d'onde réparties dans l'ensemble du spectre, auraient été bien préférables.

La relation entre les profils réel et observé du bord solaire s'écrit :

$$i(x_0) = \frac{a}{\pi} \iint_{x,y} I(x) e^{-a[(x-x_0)^2 + y^2]} dx dy = \sqrt{\frac{a}{\pi}} \int_0^\infty I(x) e^{-a(x-x_0)^2} dx.$$

Pour tirer a de cette équation, nous avons calculé pour chaque longueur d'onde plusieurs profils théoriques en déformant le bord réel selon les fonctions d'erreurs correspondant à plusieurs valeurs de a . Une comparaison soignée, d'abord simplement graphique, puis numérique, de ces profils théoriques avec le profil observé (déjà corrigé du terme constant η) nous a fourni à la fois la position du bord extrême ($\cos \theta = 0$) sur nos profils observés, et la valeur la plus probable de a .

Les résultats relatifs aux diverses longueurs d'onde ont été lissés graphiquement (fig. 19). On a finalement adopté les valeurs suivantes de a :

TABLEAU II

VALEUR DU PARAMÈTRE a EN $["]^{-2}$

λ	6 040	5 452	4 795	4 043	3 659	3 300
a	0,044	0,0375	0,0295	0,021	0,0165	0,012

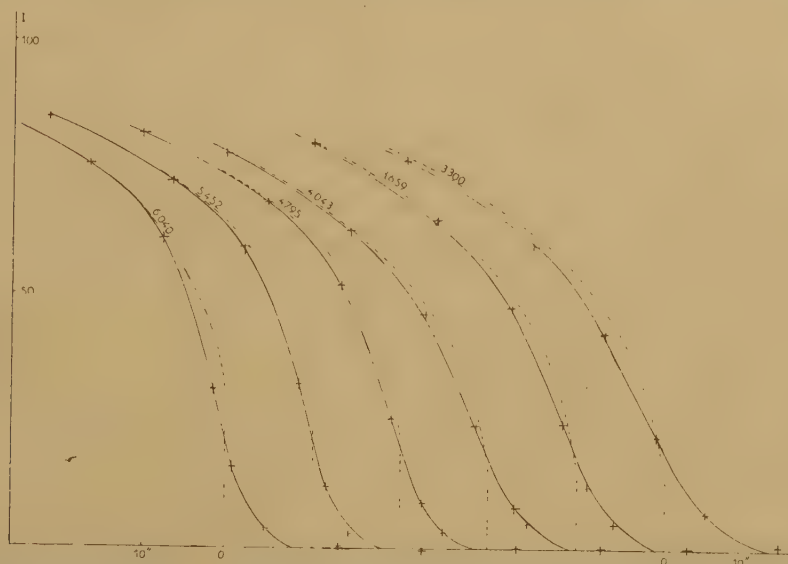


FIG. 20. — Profils photométriques pour différentes longueurs d'onde du bord solaire réel, du bord déformé selon une loi convenable et du bord observé.

Sur la figure 20, on a reporté les profils photométriques du bord « réel » et du bord déformé selon une loi de GAUSS avec le paramètre a voulu, ainsi que des points représentant le bord observé. On a amélioré la coïncidence en retranchant une petite quantité constante aux intensités observées : cette correction supplémentaire est venue s'ajouter à la valeur préliminaire trouvée pour η . Bien qu'imparfait, l'accord entre profils observés et profils théoriques est satisfaisant et permet d'utiliser avec une certaine confiance les fonctions d'erreurs ψ à la correction des mesures de taches.

Les valeurs de a obtenues correspondent, d'après ce qui est dit plus haut, à un pouvoir séparateur de l'ordre de $4''$ pour λ 6 040 et de $9''$ pour λ 3 300. Autrement dit, nous avons travaillé en moyenne avec des images assez médiocres nécessitant de très fortes corrections de « diffusion ». C'est pourquoi, nous avons renoncé à utiliser tous les résultats obtenus, nos conclusions reposant seulement sur les mesures relatives aux grandes taches.

Soulignons un fait remarquable : le paramètre a , donc la qualité de l'image,

décroît constamment avec la longueur d'onde. Ce fait se trouve également illustré par la figure 21.

Nous pensons qu'il doit en être ainsi dans tous les cas où la résolution est limitée, non par la diffraction de l'objectif, mais par les défauts du « système optique », au sens le plus large du mot, les couches d'air agité traversées par le faisceau étant considérées comme de mauvais écrans introduits dans ce système. Les défauts du « système optique » donneront des déphasages proportionnels à $1/\lambda$, qui seront plus tolérables pour les grandes longueurs d'onde que pour les petites ⁽¹⁾.

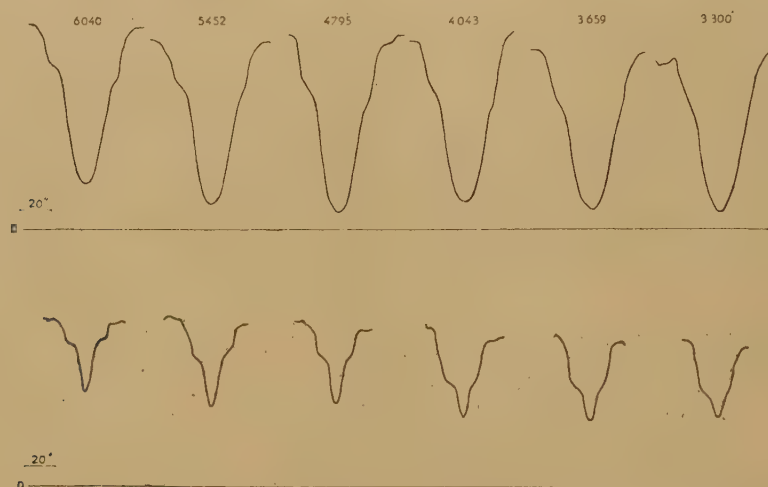


FIG. 21. — Profils photométriques de 2 taches obtenus par enregistrement transversal de nos spectres. En haut une grande tache observée avec une définition médiocre, en bas une petite tache observée avec une bonne définition. On voit très bien la diminution du pouvoir de résolution du rouge à l'ultra-violet.

Ainsi, lorsqu'on est très loin d'atteindre le pouvoir séparateur défini par la diffraction, ce qui est presque toujours le cas des observations solaires par suite de l'importance qu'y prend la turbulence locale, la résolution décroîtra avec la longueur d'onde. Par contre, si l'on se rapproche de la résolution maximum (air calme, instruments presque parfaits), il y aura une longueur d'onde « résolvente » où le meilleur compromis sera réalisé entre la diffraction et les aberrations.

On voit combien il faut être prudent lorsqu'on cherche à interpréter des différences dans l'aspect des images obtenues avec des couleurs différentes ; ainsi certains auteurs ont trouvé que les granules photosphériques avaient, en lumière ultraviolette, des diamètres de l'ordre de 5", au lieu de 1",5 observés dans le vert-jaune ; cette divergence peut être due à une résolution inférieure des clichés ultraviolets.

ELLISON [46] a publié quelques observations de la scintillation des étoiles

⁽¹⁾ Nous devons cette remarque à A. DOLLFUS.

effectuées avec écrans colorés ; si nous faisons la moyenne des nombres de son tableau en les groupant par couleurs, on trouve une scintillation de 16 % en lumière « blanche », 14 % en lumière orange et 22 % en lumière verte. Ces résultats semblent confirmer les nôtres : les défauts de l'écran atmosphérique se font d'autant plus sentir que la longueur d'onde est plus courte, comme ceux d'une pièce optique ordinaire.

Concluons cette parenthèse en insistant sur l'intérêt que présenterait l'étude de la turbulence atmosphérique en différentes couleurs et dans des conditions variées.

3. — *Correction des mesures de taches.*

Elle est basée sur l'équation (1), où la fonction ψ et la constante η peuvent être maintenant considérées comme connues.

De toute évidence, la détermination de la seule intensité au centre de la tache $I(0,0)$ ⁽¹⁾ nécessiterait la connaissance complète de la fonction $i(x, y)$. Comme nous connaissons seulement $i(0,0)$, nous devons faire des hypothèses simplificatrices sur la fonction I , permettant de résoudre le problème. Nous avons admis :

a) Que l'ombre de la tache est une ellipse d'axes α et $\alpha \cos \theta_e$ à l'intérieur de laquelle l'intensité est constante et égale à $I(0,0)$.

b) Que la pénombre est également limitée par une ellipse d'axes β et $\beta \cos \theta'_e$; dans toute la pénombre l'intensité est constante et égale à I_p .

Notons que si la tache est ronde, et n'apparaît elliptique que par perspective, les paramètres $\cos \theta_e$ et $\cos \theta'_e$ se réduisent à $\cos \theta$, θ désignant comme toujours l'angle de la direction d'observation avec la normale à la surface solaire.

Les diverses hypothèses que nous avons faites sur la fonction I sont suffisamment simples pour permettre un calcul relativement aisé des corrections, mais elles sont néanmoins très représentatives des taches réelles. Une grande majorité de celles-ci sont approximativement elliptiques. De plus, l'observation visuelle, de même que les photographies de définition exceptionnelle, montrent que l'on passe presque sans transition de la photosphère à la pénombre et de la pénombre à l'ombre. La figure 21 montre des profils photométriques de taches de définitions diverses. On voit que meilleure est la définition, plus le profil se rapproche de notre modèle idéal.

Avec celui-ci, le calcul de $I(0,0)$ à partir de $i(0,0)$ peut s'effectuer de la manière suivante. On commence évidemment par calculer $i'(0,0) = \frac{i(0,0) - \eta}{1 - \eta}$. Ensuite on écrit

⁽¹⁾ Dans la suite de ce paragraphe, le centre de la tache est pris comme origine des coordonnées, et l'intensité de la photosphère normale en ce point, comme unité. La quantité que nous appelons I'/I dans le reste du travail, s'écrit alors $I(0,0)$.

$$(4) \quad i'(0,0) = \frac{a}{\pi} \iint_{x,y} I(x,y) e^{-a(x^2+y^2)} dx dy.$$

Passons en coordonnées polaires. Les équations des ellipses qui limitent l'ombre et la pénombre sont

$$\begin{cases} \rho^2 = \alpha^2 (\cos^2 \omega + \cos^2 \theta_e \sin^2 \omega) & \text{(ombre)} \\ \rho^2 = \beta^2 (\cos^2 \omega + \cos^2 \theta'_e \sin^2 \omega) & \text{(pénombre)} \end{cases}$$

L'équation (4) se réduit alors, après intégration par rapport à ρ , à la forme

$$i'(0,0) = I(0,0) (1 - \mathcal{J}_{\alpha\alpha\theta_e}) + I_p (\mathcal{J}_{\alpha\alpha\theta_e} - \mathcal{J}_{\alpha\beta\theta'_e}) + \mathcal{J}_{\alpha\beta\theta'_e}$$

avec

$$\mathcal{J}_{\alpha\alpha\theta_e} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-a\alpha^2 (\cos^2 \omega + \cos^2 \theta_e \sin^2 \omega)} d\omega$$

et de même pour $\mathcal{J}_{\alpha\beta\theta'_e}$.

Une transformation immédiate donne

$$\mathcal{J}_{\alpha\alpha\theta_e} = \frac{2e^{-a\alpha^2 \cos^2 \theta_e}}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-a\alpha^2 \sin^2 \theta_e \cos^2 \omega} d\omega.$$

On voit que la seule difficulté du calcul des intégrales $\mathcal{J}_{\alpha\alpha\theta_e}$ est la présence de la transcendante

$$S_p = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-p \cos^2 \omega} d\omega$$

où l'on a posé $a\alpha^2 \sin^2 \theta_e = p$.

Une table de S_p a été calculée en s'aidant pour $p < 1$ du développement

$$S_p = 1 - \frac{p}{2} + \frac{3}{16} p^2 + \dots + \frac{(-1)^n}{n!} p^n \frac{1.3 \dots (2n-1)}{2.4 \dots 2n} + \dots$$

On a ensuite construit pour chaque valeur utile de a un réseau de courbes donnant $\mathcal{J}_{\alpha\alpha\theta_e}$ en fonction de α et $\sin \theta_e$. Sur ces graphiques on a lu, pour chaque observation, les valeurs de $\mathcal{J}_{\alpha\alpha\theta_e}$ et $\mathcal{J}_{\alpha\beta\theta'_e}$ et calculé $I(0,0)$ par la relation

$$I(0,0) = \frac{\frac{i(0,0) - \eta}{1 - \eta} - I_p \mathcal{J}_{\alpha\alpha\theta_e} - (1 - I_p) \mathcal{J}_{\alpha\beta\theta'_e}}{1 - \mathcal{J}_{\alpha\alpha\theta_e}}.$$

Le terme en $\mathcal{J}_{\alpha\beta\theta'_e}$ est très souvent négligeable ; en général, seule la lumière issue de la pénombre « diffuse » appréciablement dans l'ombre, ainsi que l'avait déjà remarqué WORMELL [43].

Les paramètres qui interviennent dans le calcul des corrections de « diffusion » sont finalement les dimensions apparentes de l'ombre et de la pénombre et l'intensité dans la pénombre I_p . Cette dernière a été mesurée sur de nombreux spectres (cf. ci-dessous, p. 50) et pour chaque longueur d'onde la moyenne de ces mesures a été utilisée ici.

Les dimensions des taches ont été mesurées sur des agrandissements des clichés solaires quotidiens de l'U. S. Naval Observatory et du Mount Wilson Observatory ⁽¹⁾. Ce sont les dimensions de l'ombre, α et $\alpha \cos \theta_z$ qui déterminent essentiellement la grandeur de la correction pour passer de $i(0,0)$ à $I(0,0)$: la difficulté de leur mesure est une des grandes sources d'erreur dans les résultats relatifs aux petites taches.

IV. RÉSULTATS.

1. — Généralités.

Les valeurs corrigées du rapport I'/I de l'intensité dans la tache à l'intensité de la photosphère normale au même point du disque sont réunies dans le tableau III. Le poids de la mesure est le nombre de spectres effectivement retenus.

On donne également la distance apparente de la tache au centre du disque pour chaque observation ⁽²⁾, soit $\sin \theta$; l'aire de l'ombre ⁽³⁾ au moins pour les taches assez voisines du méridien ; le champ magnétique d'après les observations du Mount Wilson [41].

D'après l'analyse d'une partie de ces résultats (cf. ci-dessous) l'écart quadratique moyen d'une mesure de poids 1 est de l'ordre de 0,10 ; cet écart résulte d'ailleurs aussi bien de la dispersion réelle des intensités des taches considérées que des erreurs d'observation ; on ne peut douter cependant que celles-ci ne soient énormes, ce qui est dû essentiellement à la nécessité d'introduire des « corrections » qui sont du même ordre de grandeur que la quantité mesurée.

On remarquera certaines valeurs négatives pour I'/I ; celles-ci sont dénuées de sens physique, mais il est évident qu'elles ne doivent pas être écartées et qu'il faut en tenir compte dans l'étude statistique des résultats. Ces intensités négatives sont plus nombreuses pour les petites taches qui ont pourtant probablement une température moins basse que les grandes ; cela confirme notre remarque antérieure selon laquelle les mesures relatives aux petites taches sont particulièrement incertaines, *a fortiori*, pour les petites taches voisines du bord.

2. — La variation de l'intensité des grandes taches avec leur distance au centre du disque.

Les résultats relatifs aux grandes taches sont moins incertains que les autres ; de plus, elles seules ont pu être observées près du bord. Aussi se prêtent-elles à une

(1) Je remercie vivement le Dr. J. S. HALL, et les membres du personnel de l'U. S. Naval Observatory, qui ont très généreusement accompli pour moi le long et délicat travail nécessité par la préparation de ces beaux agrandissements.

(2) Cette grandeur a été mesurée sur des copies des spectrohéliogrammes K_1 de l'Observatoire de Meudon aimablement prêtées par M^{me} d'AZAMBUJA.

(3) Les aires indiquées sont les moyennes de nos mesures sur les agrandissements de l'U. S. Naval Observatory, et de données provenant des clichés héliographiques quotidiens de l'Observatoire de Rome-Monte Mario et généreusement fournies par le Prof. CIMINO.

TABLEAU III

RÉSULTATS D'ENSEMBLE DES MESURES DU RAPPORT I'/I

N°	H	A	Sin θ	6 040	5 452	4 795	4 043	3 659	3 300	n
1	3 800	73	0,41	0,34	0,32	0,32	0,37	0,47	0,51	1
		61	0,23	34	32	30	37	38	28	2
		50	0,16	28	29	27	32	39	27	2
		45	0,50	52	41	41	54	51	18	2
		43	0,69	40	42	40	31	33	—	4
		—	0,84	—	—	—	41	56	22	2
2	3 600	87	0,95	0,53	0,43	0,50	0,34	0,20	0,10	2
3	4 200	54	0,88	0,43	0,40	0,36	0,26	0,135	0,045	2
4	3 000	—	0,52	0,32	0,25	0,17	0,105	— 0,020	— 0,040	3
		60	0,33	39	32	27	135	0,145	0,070	3
		42	0,59	37	28	22	115	0,032	0,092	1
		—	0,775	—	26	165	028	— 0,010	— 0,14	1
4 bis	1 500	17	0,63	—	0,75	0,68	0,30	0	0,010	2
5	2 600	—	0,96	0,21	0,17	0,087	0,034	— 0,035	— 0,06	4
		94	0,88	43	37	32	19	21	0,23	2
		114	0,28	18	165	125	115	105	085	4
		145	0,33	18	15	125	110	077	058	5
		143	0,61	31	29	25	155	19	150	3
		—	0,975	46	42	40	195	23	080	1
6	2 600	42	0,21	—	0,61	0,51	0,36	0,29	0,165	1
		38	0,41	—	—	58	45	49	46	1
7	3 400	50	0,29	0,47	0,39	0,33	0,22	0,17	0,17	2
		43	0,32	28	23	195	125	095	155	2
		31	0,785	50	52	47	34	29	084	3
		—	0,895	—	—	40	34	23	135	1
8	—	30	0,26	—	0,54	0,52	0,44	0,33	0,34	1
		20	0,38	—	63	58	45	46	53	1
9	2 100	30	0,63	—	0,77	0,62	0,25	0,27	0,37	1
		33	0,48	—	61	47	28	155	22	2
		29	0,62	—	55	45	26	21	22	2
		—	0,875	74	69	58	33	15	21	1
10	1 200	28	0,78	—	—	0,77	0,47	0,22	0,15	1
		28	0,645	—	—	73	59	49	43	1
		27	0,24	—	—	75	61	—	62	1
11	1 700	21	0,17	—	—	0,52	0,38	0,40	0,42	1
12	2 300	40	0,735	0,54	0,46	0,38	0,22	0,13	0,033	2
		29	0,60	58	56	48	41	49	28	1
		27	0,10	68	62	48	44	33	24	1
13	1 300	15	0,35	0,48	0,42	0,23	0,19	— 0,075	— 0,100	1
		18	0,54	71	60	59	39	27	23	1

TABLEAU III
RÉSULTATS D'ENSEMBLE DES MESURES DU RAPPORT I'/I

N°	H	A	Sin θ	6 040	5 452	4 795	4 043	3 659	3 300	n
14	—	—	0,90	—	0,72	0,67	0,25	—	— 0,05	1
		21	0,405	0,53	56	48	40	,26	0,33	1
		15	0,26	74	70	62	39	73	46	1
		15	0,48	—	73	71	59	48	44	1
15	—	—	0,41	—	0,69	0,52	0,30	0,12	0	1
		—	0,26	0,80	69	59	41	—	—	1
16	—	—	0,36	0,34	0,28	0,14	— 0,055	— 0,12	— 0,17	1
17	3 200	—	0,98	0,63	0,55	0,45	0,41	0,10	0,070	1
		125	0,60	21	155	135	135	105	105	2
		85	0,455	29	23	22	18	145	155	3
		71	0,77	28	21	185	14	074	0,015	2
		51	0,87	195	145	089	— 0,005	— 0,14	— 0,165	2
18	2 400	45	0,18	0,55	0,47	0,44	0,31	0,14	0,21	1
19	2 100	45	0,595	0,57	0,51	0,46	0,32	0,115	0,27	1
		35	0,43	56	50	49	32	26	27	1
		39	0,455	—	50	41	11	226	— 0,01	1
20	—	48	0,77	0,55	0,38	0,37	0,23	0,145	0,125	1
		62	0,87	44	41	35	0	— 0,08	— 0,10	1
22	1 300	16	0,275	0,65	0,52	0,53	0,18	0	— 0,05	1
		16	0,20	57	41	43	20	0,05	0,135	1
		16	0,375	68	61	55	28	34	—	3
23	1 800	—	0,915	0,66	0,52	0,43	0,115	0	— 0,020	2
		43	0,805	46	36	32	195	0,11	0,089	3
		23	0,305	57	48	48	34	26	26	4
24	200	47	0,943	0,57	0,52	0,53	0,45	0,42	0,27	2
25	2 000	50	0,20	0,52	0,44	0,44	0,33	0,31	0,30	2
26	—	20	0,325	0,40	0,25	0,30	0,062	— 0,040	— 0,044	1
27	3 200	61	0,785	0,38	0,29	0,29	0,145	0,140	0,160	2
28	2 900	52	0,865	0,31	0,29	0,21	0,090	0,048	0,092	1
		47	0,325	38	35	33	29	31	30	1
29	2 300	—	0,69	0,38	0,245	0,155	— 0,015	— 0,10	— 0,16	1
		23	0,30	56	53	50	45	27	46	1
30	2 300	16	0,82	0,74	0,71	0,68	0,58	0,54	0,50	2
31	1 400	28	0,435	0,63	0,55	0,48	0,20	0,050	0,025	3

étude détaillée. D'ailleurs on peut s'attendre à ce que tous les aspects du phénomène des taches (basse température, champ magnétique, etc...) soient mieux marqués chez les grandes que chez les petites, ce qui rend les premières particulièrement intéressantes.

Sur la figure 22 on a reporté en fonction de $\cos \theta$ les valeurs de I'/I trouvées

pour les taches nos 2, 3, 4, 5, 7, 17, 25, 27, 28, dont l'ombre avait une aire supérieure à 50 ⁽¹⁾. Les observations ont été groupées en « points moyens » qui sont donnés dans le tableau IV.

TABLEAU IV

Cos θ	0,955	0,87	0,795	0,63	0,485	0,27
6 040	0,305	0,30	0,305	0,36	0,33	0,34
5 452	0,255	0,235	0,245	0,29	0,285	0,295
4 795	0,22	0,19	0,205	0,255	0,255	0,24
4 043	0,16	0,145	0,14	0,155	0,15	0,15
3 659	0,145	0,065	0,135	0,12	0,08	0,095
3 300	0,125	0,06	0,12	0,055	0,055	0,03

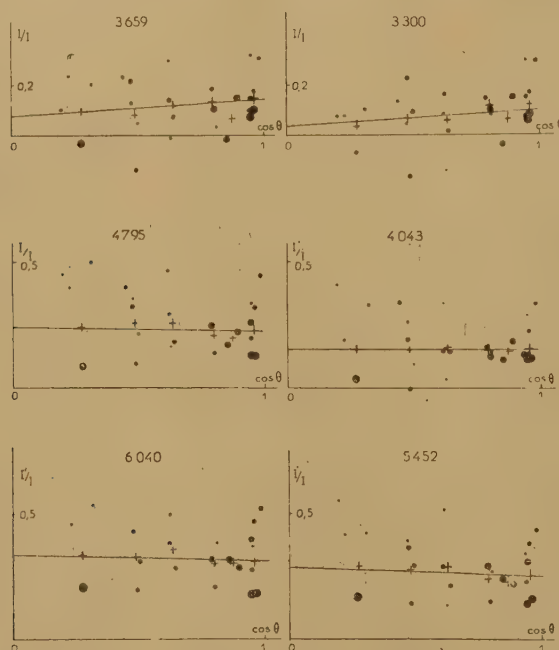


Fig. 22. — Lois « d'assombrissement » pour le rapport I'/I de l'intensité au centre d'une tache à celle de la photosphère voisine. Seules les grandes taches ont été retenues. Chaque observation est représentée par un point dont la grosseur dépend du nombre de spectres utilisés (1, 2, 3 ou 4). Les valeurs négatives de I'/I dues à une surcorrection de la lumière photosphérique « diffusée » ont été introduites dans les moyennes bien que dénuées de sens physique : leur suppression aurait entraîné des erreurs systématiques. Les croix sont des points moyens. Les droites représentatives ont été tracées en tenant compte du poids de chaque point moyen.

Les variations de I'/I avec $\cos \theta$ indiquées par les points moyens, peuvent être représentées par des fonctions linéaires

$$I'/I = p + q \cos \theta.$$

⁽¹⁾ Les observations relatives à la tache n° 1, n'ont pas été employées, car cette tache a été observée dans de moins bonnes conditions (plaques peu sensibles et temps de pose plus long, miroirs usagés etc...).

Les valeurs de p et q correspondant aux droites tracées sur la figure 22 sont les suivantes :

TABLEAU V

λ	6 040	5 452	4 795	4 043	3 659	3 300
p	0,333	0,290	0,240	0,150	0,080	0,040
q	— 0,020	— 0,033	— 0,020	0	0,063	0,060

Considérons par exemple la longueur d'onde 4 043 ; l'écart quadratique moyen d'une observation de poids 1, à la droite représentative ($p = 0,15$; $q = 0$),

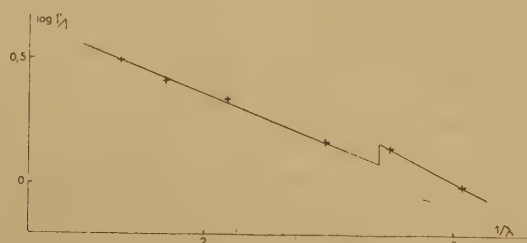


FIG. 23. — Répartition de l'énergie dans le spectre continu d'une « tache-type », au centre du disque comparée à celle de la photosphère : les points sont les ordonnées pour $\cos \theta = 1$ des droites de la figure 22. D'autres courbes analogues ont été tracées pour quelques grandes taches bien observées (à l'aide de 10 longueurs d'onde au lieu de 6). On constate toujours un gradient relatif plus grand dans l'ultraviolet que dans le visible, et une discontinuité : celle-ci trahit le fait que la discontinuité de BALMER est presque nulle dans le spectre des taches. Par comparaison avec les données de CHALONGE et CANAVAGGIA, on trouve pour la « tache-type » les températures de couleur $T_{vis} = 4\,850^\circ$, et $T_{uv} = 3\,950^\circ$ et une discontinuité $D = 0,015$ (valeur très incertaine).

est 0,10. L'erreur probable sur un point moyen varie alors selon son poids, de 0,025 à 0,045. Cette erreur absolue est du même ordre pour toutes les longueurs d'onde ; elle correspond à une erreur relative beaucoup plus importante pour les courtes longueurs d'onde que pour les grandes.

Sur la figure 23, on a représenté la répartition énergétique du spectre des taches, relativement à celui de la photosphère, pour $\cos \theta = 1$. Il semble exister dans le spectre des taches une très faible discontinuité de BALMER.

3. — Variations de l'intensité lumineuse au centre d'une tache avec l'aire de son ombre et avec son champ magnétique.

Pour chaque tache du tableau III, à l'exception des taches voisines du bord, nous avons calculé la moyenne des valeurs de I'/I trouvées pour les trois longueurs d'onde 4 043, 4 795 et 5 452 Å, qui nous semblent donner les résultats les plus sûrs. Le nombre trouvé représente *grosso modo* le rapport I'/I pour $\lambda = 4\,750$ Å. Nous avons étudié la corrélation de ce rapport avec l'aire de l'ombre exprimée en millièmes d'hémisphère. Les résultats sont contenus dans le tableau VI et sur la figure 24.

TABLEAU VI

Aires limitées à	10-20	21-30	31-40	41-50	51-70	70-100	> 100
Nombre de spectres utilisés	13	17	10	20	9	9	14
Aire moyenne	17	26	35	46	58	83	133
$(I'/I)_{4750}$	0,505	0,495	0,42	0,35	0,25	0,26	0,15

WORMELL et RICHARDSON avaient déjà indiqué que les taches les plus grandes sont aussi les plus « noires ». Cette relation se trouve ici établie quantitativement.

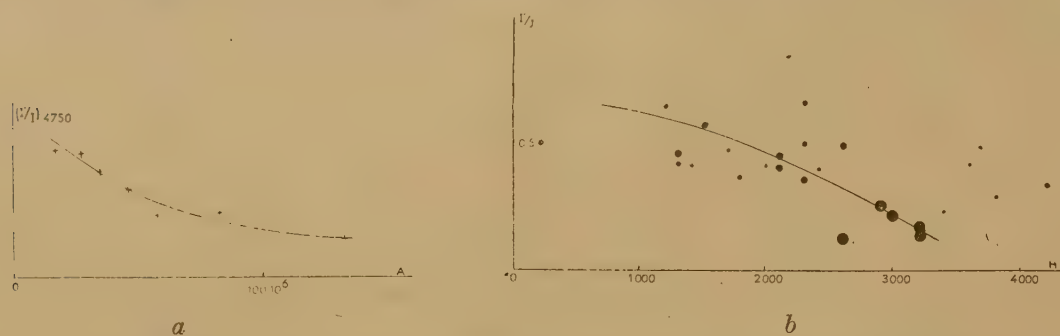


FIG. 24. — (a) Corrélation entre la valeur moyenne dans le spectre vert-bleu de l'intensité d'une tache relativement à celle de la photosphère, et l'aire de son ombre exprimée en millionnièmes d'hémisphère solaire.

(b) Corrélation entre la même intensité relative et le champ magnétique. La grosseur de chaque point varie avec le poids de l'observation. La courbe tracée est *déduite* de celle de la figure 24 (a) et de la relation connue entre aire et champ magnétique.

Sur la figure 24, enfin, apparaît la corrélation entre $(I'/I)_{4750}$ et le champ magnétique de la tache. La courbe tracée a été *déduite* de la relation établie plus haut entre ce rapport et l'aire, et de la relation entre l'aire et le champ donnée par HOUTGAST et VAN SLUIJTERS [48].

4. — Intensité dans la pénombre.

Sur ceux de nos spectres où la pénombre se distingue suffisamment, nous avons mesuré son intensité moyenne relativement à la photosphère voisine. D'autre part, des calculs analogues à ceux du paragraphe III nous ont montré que l'intensité apparente dans la partie centrale de la pénombre, à mi-chemin entre l'ombre et la photosphère, est pratiquement égale à son intensité vraie I_p . D'un côté, la photosphère « diffuse » dans la pénombre, de l'autre, celle-ci « diffuse » dans l'ombre : il y a, en gros, compensation de ces deux causes d'erreur, de sorte que les mesures effectuées ne requièrent pas de correction. Leur analyse fait ressortir les points suivants :

a) Le rapport I_p/I de l'intensité dans la pénombre à celle de la photosphère voisine est indépendant de la position de la tache sur le disque.

b) Il varie lentement avec la longueur d'onde (tableau VII, figure 25).

TABLEAU VII

INTENSITÉ DANS LA PÉNOMBRE, RELATIVEMENT A CELLE DE LA PHOTOSPHÈRE

λ	6 040	5 452	4 795	4 043	3 659	3 300
I_p/I	0,79	0,775	0,75	0,715	0,705	0,675

En mesurant le rapport I_p/I sur les profils photométriques de taches publiés par VON KLÜBER [49], nous avons trouvé une moyenne de 0,745 en bon accord avec nos résultats.

5. — Conclusion.

Nos mesures représentent un certain progrès sur les travaux antérieurs grâce à leur nombre et à l'étendue notable du domaine spectral étudié ; mais leur qualité est médiocre parce que les grandes précautions qui auraient été nécessaires pour obtenir de bonnes images n'ont pu être prises. Cependant, les résultats relatifs aux grandes taches, qui seront exploités dans la 3^e partie de notre travail, sont probablement acceptables : nous espérons avoir compensé la définition insuffisante des taches mesurées, par le soin apporté au calcul des corrections de « diffusion ».

A la lumière de l'expérience faite, il apparaît souhaitable de s'orienter plutôt vers l'étude des très grandes taches, dans des conditions instrumentales et atmosphériques telles que les corrections soient très faibles ou négligeables. A cet égard, des observations dans l'infra-rouge sont particulièrement indiquées puisque les effets de la turbulence de l'air et des défauts des pièces optiques s'y feront moins sentir.

Notons enfin que des mesures sur le spectre continu sont d'autant plus utiles qu'elles portent sur un domaine spectral plus étendu ; il faut qu'elles donnent également les variations du rayonnement avec l'angle de visée θ , jusqu'au voisinage immédiat du bord solaire. Ces remarques sont valables aussi bien pour le spectre des taches que pour celui de la photosphère normale.

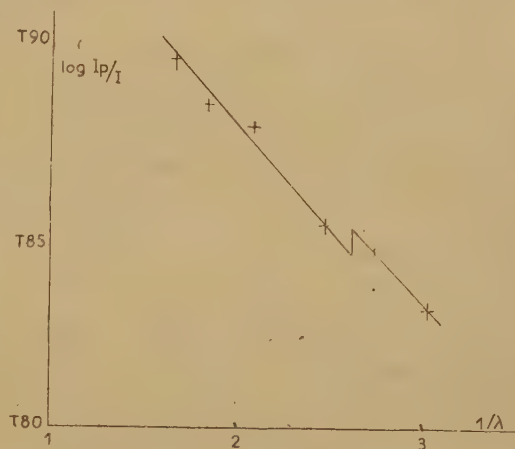


FIG. 25. — Répartition de l'énergie dans le spectre continu de la pénombre comparée à celle de la photosphère. Chaque point est la moyenne d'un grand nombre de mesures, non corrigées pour la résolution insuffisante des clichés employés. Températures de couleur : $T_{vis} = 6\,700^\circ$; $T_{\bullet} = 5\,600^\circ$.

TROISIÈME PARTIE

Les conditions physiques dans les taches déduites de leur spectre

INTRODUCTION ⁽¹⁾

Comme le remarque WALDMEIER [50], on peut chercher à construire une théorie de la tache en tant que phénomène superficiel, sans faire d'hypothèses sur la cause du champ magnétique et du refroidissement, qui ont probablement leur origine dans des couches profondes, inaccessibles à l'observation. Une telle théorie des régions observables de la tache se bornera à déduire de son spectre les propriétés physiques des couches d'où nous parviennent une quantité appréciable de rayonnement. A cause de la faible transparence de la matière solaire due à la présence de l'ion H^- , on ne pourra malheureusement étudier ainsi que les régions relativement superficielles de la tache. Néanmoins, il semble peu douteux que les résultats obtenus dans une telle étude ne puissent être utiles dans une attaque plus générale du problème des taches. Dans le présent paragraphe, nous réunissons les éléments nécessaires à l'analyse physique des couches observables d'une tache-type ; ces données seront partiellement exploitées dans la suite du présent travail.

Nous prenons comme tache-type un objet circulaire ; l'aire de l'ombre est 80 millionièmes hémisphère, celle de la pénombre 350. Il s'agit donc d'une grande tache. Les diamètres de l'ombre et de la pénombre sont respectivement 17 600 et 36 000 kms. Les dimensions relatives de l'ombre et de la pénombre n'ont pas été choisies au hasard. Si l'on forme, en effet, le rapport A_t/A_0 de l'aire totale d'une tache à l'aire de son ombre seule, on constate que ce rapport ne s'écarte jamais beaucoup de la valeur 4. Pour les taches étudiées ci-dessus, nous avons calculé la valeur moyenne de ce rapport en utilisant les mesures communiquées par M. CIMINO qui forment un ensemble homogène, les aires A_t et A_0 ayant été mesurées sur les mêmes plaques par une même personne. On peut donc espérer que les valeurs de A_t/A_0 sont raisonnablement dépourvues d'erreurs systématiques. Leur moyenne *géométrique* est $4,35 \pm 1,9$ ⁽²⁾.

Les propriétés magnétiques moyennes d'une tache d'aire totale 350.10^{-6} peuvent être trouvées dans le mémoire de J. HOUTGAST et VAN SLUIJTERS [48] où ces auteurs ont étudié statistiquement les « Magnetic observations of sunspots » publiées par l'Observatoire du Mount Wilson. Le champ déduit de l'observation de

⁽¹⁾ Dans ce chapitre, les notations des grandeurs relatives à la tache sont affectées du signe '.

⁽²⁾ Ce résultat est en accord avec l'étude de M. WALDMEIER [50].

la raie Fe 6 173, 348 varie de la manière suivante avec $\cos \theta$ (d'après [48] fig. 11 ; cf. aussi fig. 26).

TABLEAU I

CHAMP MAGNÉTIQUE D'UNE TACHE D'AIRE $A_t = 350$ D'APRÈS [48]						
$\cos \theta$	0,993	0,924	0,793	0,61	0,383	0,225
H	3 100	3 100	3 020	2 900	2 700	2 390

Lorsqu'on se rapproche du bord, la raie observée se forme dans des couches de plus en plus superficielles ; la variation de H avec $\cos \theta$ signifie donc que le champ décroît des grandes profondeurs vers la surface du soleil.

Dans la tache peuvent être observés des mouvements de matière qui ont été découverts par EVERSHERD [51] et étudiés par ST-JOHN [52] et ABETTI [53], plus récemment par KINMAN [54]. Les mouvements les plus importants se font dans le plan parallèle à la surface solaire : la vitesse en chaque point a une composante « radiale » c'est-à-dire normale au contour de la tache et une composante tangentielle. Celle-ci est très probablement due à la force de Coriolis provenant de la compo-

sition du mouvement radial et de la rotation solaire (CALAMAI [55], WALDMEIER [50]). La vitesse radiale V_r , nulle au centre de la tache augmente vers son bord, passe par un maximum puis décroît, sans que les observateurs soient d'accord sur la position du maximum par rapport aux limites de l'ombre et de la pénombre. La valeur maximum de V_r diminue quand la tache s'éloigne du centre du disque car on observe alors des couches de moins en moins profondes et la vitesse Eershed V_r croît avec la profondeur. Les variations de V_r avec $\sin \theta$, ainsi qu'avec le champ magnétique et l'aire totale de la tache, sont étudiées dans [56], d'après les observations d'ABETTI. Pour la tache-type, la vitesse Evershed à la limite de l'ombre est représentée sur la figure 26. Nous l'interpolons au moyen de la formule

$$V_r \text{ (km/sec)} = 2,9 (1 - 0,8 \sin \theta)..$$

Les propriétés du spectre continu de la tache-type dans le visible et l'ultra-violet sont données par nos observations (cf. 2^e partie de cette thèse). Bien que celles-ci n'aient pas toute la précision désirable, nous essaierons d'en tirer parti au paragraphe suivant.

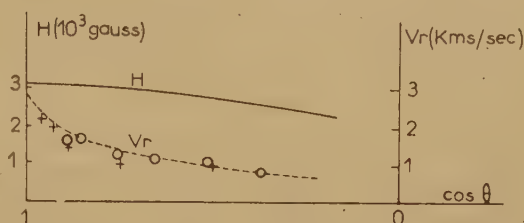


FIG. 26. — Variations avec l'angle θ sous lequel on voit la tache : a) — du champ magnétique (raie Fe 6 173, 348) d'après [48] ; b) de la vitesse Evershed maximum d'après [56] ; chaque point est la moyenne d'un certain nombre d'observations d'ABETTI [53] ; - - - représentation linéaire en $\sin \theta$.

Ces données sont valables pour notre tache-type d'aire totale $A = 350$.

Enfin les mesures du spectre de raies des taches, effectuées par P. TEN BRUGGENCATE et H. VON KLÜBER [34], peuvent être considérées comme valables pour notre tache-type. En effet, ces auteurs ont sélectionné pour leurs observations des taches de dimensions et de champs comparables à ceux de notre exemple. Nous n'hésiterons donc pas à utiliser leurs belles observations dans la discussion théorique qui suit.

II. LE SPECTRE CONTINU DE LA TACHE-TYPE.

Dans la 2^e partie de ce travail, nous avons déterminé le rapport I'/I de l'intensité au centre de l'ombre à celle de la photosphère normale, pour une série de grandes taches. Ce sont les caractéristiques moyennes (dimensions et champ magnétique) des taches observées par nous qui ont servi à définir la tache-type. Comme toutes les observations de cette nature publiées jusqu'à présent, nos données sont très imprécises. Mais elles ont l'avantage d'être assez complètes puisque nous avons étudié la variation de I'/I en fonction de l'angle θ sous lequel on observe la tache, ainsi que de la longueur d'onde, du rouge à l'ultraviolet. Nous pouvons donc essayer de traiter nos observations comme celles du spectre continu photosphérique ont été traitées par de nombreux auteurs [3], [6], [8], et dans notre 1^{re} partie.

La première étape consiste à déterminer les fonctions-sources. Celles de la photosphère sont connues sous forme de développements intégral-exponentiels calculés dans la 1^{re} partie. Le rapport I'/I est représenté par des fonctions linéaires de $\mu = \cos \theta$ pour les 6 longueurs d'onde étudiées : 6 040, 5 452, 4 795, 4 43, 3 659 et 3 300 Å. L'intensité pour le centre de l'ombre est donc donnée par

$$I'_\lambda(\mu) = (p + q\mu) I_\lambda(1) \left\{ a_\lambda + b_\lambda \mu + c_\lambda \left[1 - \mu L \left(1 + \frac{1}{\mu} \right) \right] + d_\lambda \left[\frac{1}{2} - \mu + \mu^2 L \left(1 + \frac{1}{\mu} \right) \right] \right\}$$

L'expression de la fonction-source $B'_\lambda(\tau'_\lambda)$ correspondant à cette forme de $I'_\lambda(\mu)$ peut être obtenue analytiquement en s'aidant des mémoires de V. KOURGANOFF [58]. Aux fonctions $B'_\lambda(\tau'_\lambda)$ que nous avons déterminées d'après nos observations correspondent les températures de surface suivantes :

TABLEAU II

TEMPÉRATURE DE SURFACE DE LA TACHE-TYPE D'APRÈS LES OBSERVATIONS DU SPECTRE CONTINU

λ	6 040	5 452	4 795	4 043	3 659	3 300
T_0	3 720°	3 720°	3 710°	3 640°	3 500°	3 460°

La décroissance de T_0 avec λ pour les courtes longueurs d'onde traduit une erreur systématique des observations ou de leur extrapolation analytique jusqu'à

la surface. Pour les 3 plus grandes longueurs d'onde les températures de surface sont en accord parfait !

A partir des fonctions-sources, il est facile de déterminer les relations $\tau'(T)$ en identifiant B' à la fonction de PLANCK. Puis, suivant toujours la méthode de CHALONGE, nous calculons les fonctions $\frac{d\tau'_\lambda}{dT}$ par dérivation graphique. Essayons de les représenter par l'absorption de H^- en posant

$$(1) \quad \frac{d\tau'_\lambda}{dT} = a'(T) \cdot k_\lambda(H^-)$$

où $k_\lambda(H^-)$ est le coefficient d'absorption de H^- par gramme d'H et par unité de pression électronique. Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau III.

TABLEAU III

LE RAPPORT $a' = \frac{10^3}{k_\lambda(H^-)} \frac{d\tau'_\lambda}{dT}$ DANS LE SPECTRE CONTINU DE LA TACHE-TYPE

$\theta = \frac{5\,040}{T}$	6 040	5 452	4 795	4 043	3 659	3 300	
1,3	1,4	1,5	1,7	2,1	4,2	7,4	} Absorbant supplémentaire ?
1,2	3,8	4,5	5,0	7,9	10,4	18	
1,1	16,2	16,9	16,9	22,7	28,1	35,8	
1,0	53	56	49,5	63,5	67,3	72	} H^- prépondérant ?
0,9	158	145	132	170	137	139	
$\underbrace{\hspace{10em}}_{H^- \text{ prépondérant}}$							

Si l'absorbant H^- est seul important, le rapport a' est indépendant de λ (cf. 1^{re} partie). On constate sur le tableau III que cette condition est pratiquement réalisée pour les 3 plus grandes longueurs d'onde mais que le rapport a' augmente pour les plus courtes, au moins aux plus basses températures. L'absorption de H^- est donc prépondérante dans le visible, mais il existe dans le violet et l'ultraviolet un ou plusieurs absorbants supplémentaires. Il serait imprudent d'identifier l'absorbant inconnu ultraviolet d'une grande tache avec celui de la photosphère discuté dans notre 1^{re} partie. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce point au § IV.

Faisant la moyenne des valeurs obtenues pour les trois longueurs d'onde 6 040, 5 452 et 4 795 Å, nous trouvons la fonction $a'(T)$ pour la tache-type (fig. 27).

Afin d'obtenir une preuve plus décisive du rôle de H^- , nous allons maintenant étudier la région infra-rouge du spectre, le minimum d'absorption de H^- vers $1\mu 6$ constituant toujours le meilleur test de la présence de cet ion. Pour ce domaine spectral, on dispose seulement des observations de PETTIT et NICHOLSON [36] qui

donnent le rapport I'/I pour des taches voisines du centre du disque. Ces observations n'ont pas été corrigées de l'influence de la diffusion ou de l'imperfection des images. Nous inspirant des remarques sur ce point de PETTIT et NICHOLSON eux-mêmes, ainsi que de notre expérience personnelle, nous leur avons appliqué une correction approximative en retranchant aux intensités I' et I une intensité « parasite » $0,08 I$. Cette correction est certainement sous-estimée aux courtes longueurs d'onde.

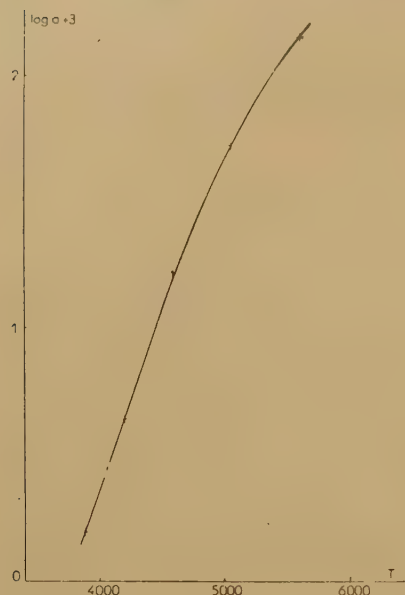


FIG. 27. — La fonction

$$a'(T) = \frac{1}{k_{\lambda}(H^{-})} \frac{d\tau_{\lambda}'}{dT}$$

déduite de nos observations du spectre continu visible de la tache-type.

Par ailleurs, nous avons calculé le spectre continu infra-rouge de notre tache-type au moyen de la fonction $a'(T)$ déterminée ci-dessus et des coefficients d'absorption de H^{-} . Nous trouvons d'abord les profondeurs optiques $\tau'_{\lambda}(T)$ en intégrant les relations (1) correspondantes, d'où nous déduisons les fonctions-sources $B_{\lambda}(\tau'_{\lambda})$. Nous en tirons l'intensité émergente $I_{\lambda}(1)$ par la formule d'intégration numérique suivante ⁽¹⁾ :

$$I_{\lambda}(1) = 0,7111 B_{\lambda}(\tau_1 = 0,416) + 0,2786 B_{\lambda}(\tau_2 = 2,294) + 0,0103 B_{\lambda}(\tau_3 = 6,290).$$

Enfin, nous calculons le rapport I'/I , que nous comparons sur la figure 28 aux résultats de l'observation : l'accord est excellent. On voit que la variation du rapport I'/I dans l'infra-rouge est commandée par les propriétés absorbantes de H^{-} ; en particulier, le maximum de I'/I pour $\lambda = 1\mu 6$ environ est dû au minimum de $k_{\lambda}(H^{-})$. La prépondérance de

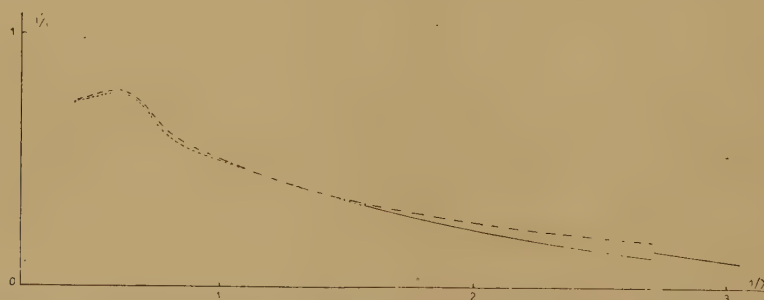


FIG. 28. — Variations avec la longueur d'onde du rapport I'/I des intensités dans la tache-type et la photosphère, au centre du disque. —.— Observations de PETTIT et NICHOLSON ; — observations du présent travail ; - - - courbe infrarouge calculée avec les coefficients d'absorption de H^{-} et la fonction a' déduite de nos observations du visible.

⁽¹⁾ Les coefficients numériques et les profondeurs « efficaces » τ_1, τ_2, τ_3 , sont obtenus en écrivant que la formule est rigoureusement valable si B est un polynôme du 5^e degré en τ .

l'absorbant H^- dans le spectre visible et infra-rouge de la tache est donc établie.

L'étude du spectre continu de la tache que nous venons de décrire est basée sur les observations de I'/I mais aussi sur les fonctions-sources de la photosphère que nous avons calculées dans la 1^{re} partie de ce travail, d'après le spectre continu photosphérique. Or, nous avons vu (§ VI) que ces fonctions-sources sont incertaines dans les couches superficielles ($\tau_{5000} < 0,15$) ; l'examen des températures d'excitation calculées et observées pour Ti et Fe nous a amené à abaisser un peu la température de la photosphère au voisinage de la surface. Il est donc nécessaire de faire subir la correction correspondante aux fonctions-sources et aux relations $\tau'_\lambda(T)$ pour la tache. Cette correction est très faible et ne porte que sur la région superficielle.

Sur la figure 29, nous donnons la loi $\tau'_{5000}(T)$ finalement adoptée. Pour l'ensemble du visible, où l'absorption est pratiquement due aux transitions « bound free »

de H^- , le rapport $\frac{\tau'_{5000}}{\tau'_\lambda}$ est indépendant de

la température, de sorte que la figure suffit à représenter les relations $\tau'_\lambda(T)$ dans un

grand domaine spectral. Nous donnons aussi pour comparaison la relation $\tau_{5000}(T)$ admise pour la photosphère. Notons les valeurs des températures de surface

$$T_0 = 4\,280^\circ \quad \text{et} \quad T'_0 = 3\,540^\circ.$$

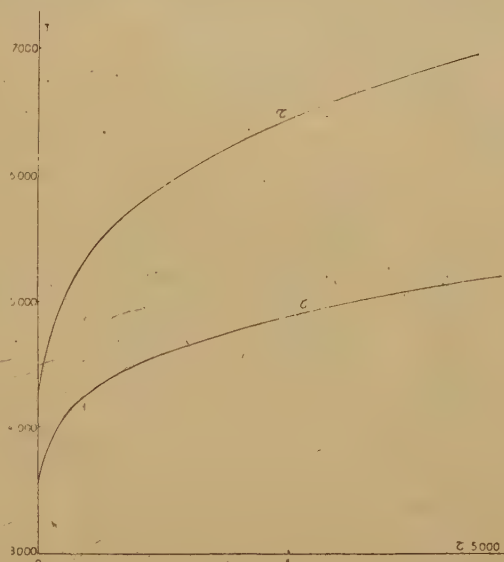


FIG. 29. — Les relations entre profondeur optique pour 5 000 Å et température dans la photosphère et la tache-type.

III. LE SPECTRE DE FRAUNHOFER DE LA TACHE-TYPE.

Les seules données quantitatives précises sur le spectre de raies des taches sont les mesures de largeur équivalente de P. TEN BRUGGENCATE et F. von KLÜBER déjà citées [34]. Elles portent presque uniquement sur des raies moyennes ou fortes situées dans la partie « horizontale » ou dans la partie « amortissement » de la courbe de croissance ; on dispose de 45 raies de Fe ($\lambda\lambda$ 4 890-5 368), 47 raies de Ti et 29 raies de Ti^+ ($\lambda\lambda$ 4 276- 5 296). Les auteurs ont déduit de leurs mesures la température d'excitation dans une *grande* tache, 3 900° ; par ailleurs, ils ont obtenu en comparant les raies de Ti et Ti^+ , le rapport des pressions électroniques dans la tache et la photosphère ⁽¹⁾ ; ils trouvent $\log p_e/p'_e = 1,43$.

(1) Le signe ' affecte les symboles relatifs à la tache ; dans [34] un astérisque remplit le même office.

Nous présentons ci-dessous une nouvelle interprétation de leurs mesures.

a) *Généralités.* — Comme la correction superficielle du modèle photosphérique décrite dans la 1^{re} partie, notre interprétation des mesures de [34] repose sur la théorie de MINNAERT [12] avec les développements de PECKER [13] et CLAAS [14]. La largeur équivalente d'une raie *faible*, formée par *absorption*, d'un atome ionisé n fois ($n = 0$ ou 1) est

$$(2) \quad \frac{w(m\text{\AA})}{\lambda^2} = 5,28 \cdot 10^6 g_i f A_{ul} \int_0^\infty \frac{\psi \cdot 10^{-\chi_i^0}}{u_{n+1} + u_n p_e \psi} \frac{G}{\kappa_\lambda / p_e} d\tau_\lambda$$

avec

$$\psi = 10^{-9,09} \theta^{5/2} 10^{\chi_n^0};$$

χ_i = potentiel d'excitation ; χ_n = potentiel d'ionisation ;

g_i = poids statistique de l'état i ;

f = force d'oscillateur de la transition ;

G = fonction de poids ;

u_n = fonction de partition de l'atome ionisé n fois.

Avec l'absorbant H^- , κ_λ / p_e est indépendant de p_e , de sorte que w ne dépend de p_e que par le terme $u_n p_e \psi$ au dénominateur. Deux cas importants peuvent alors se présenter :

— raies d'un élément presque entièrement ionisé $n + 1$ fois : $u_n p_e \psi$ est négligeable ; w est indépendant de p_e : c'est le cas de Fe et Ti dans la photosphère de Ti dans la tache ;

— raies d'un élément presque pas ionisé $n + 1$ fois : $u_n p_e \psi$ est prépondérant et w dépend de p_e : c'est le cas de Fe dans la tache, de Ti^+ dans la tache et la photosphère.

Les raies observées dans [34] ne sont pas faibles ; mais on peut toujours « réduire » la largeur équivalente W d'une raie forte à la valeur w qu'elle aurait en l'absence de saturation ; en effet, la relation entre $\log W$ et $\log w$ n'est autre que la *courbe de croissance* ⁽¹⁾ [14], [9] (cf. aussi 1^{re} partie, § VI). Pour obtenir les largeurs équivalentes « réduites », il importe que la CC empirique soit très bien déterminée, surtout la position de la partie à 45° par rapport au reste de la courbe. Que faut-il penser à ce point de vue des CC données dans [34] ?

b) *Critique de la discussion de P. TEN BRUGGENCATE et H. VON KLÜBER* [34]. — Les auteurs considèrent les deux résultats que nous avons reproduits ci-dessus, différence des températures d'excitation et rapport des pressions électroniques dans tache et photosphère, comme des données « d'observation », et nous verrons en effet qu'une discussion de leurs mesures sensiblement différente de celle qu'ils ont publiée, confirme ces deux données essentielles. Cependant, certaines étapes de leur détermination nous semblent sujettes à caution : nous voulons parler du tracé

(1) Abrégée dans la suite par CC.

des courbes de croissance pour la tache, et du calcul des quantités $\frac{N_{00}H'}{N_{00}H}$ qui en résulte. Le logarithme du rapport $\frac{N_{00}H'}{N_{00}H}$ est la translation nécessaire pour amener l'une sur l'autre les parties « raies faibles » (droites à 45°) des CC pour tache et photosphère. Or un coup d'œil aux CC figurées dans [34] montre que les parties « raies faibles » sont pratiquement indéterminées surtout pour la tache. La translation $\log \frac{N_{00}H'}{N_{00}H}$ est donc mal définie ; elle l'est d'autant moins que les CC relatives à la tache et la photosphère ne sont pas identiques ; selon P. TEN BRUGGENCATE une translation dans la direction des *ordonnées*, due à l'élargissement par effet Zeeman, est également nécessaire pour les amener en « coïncidence »

L'effet ZEEMAN a certainement une influence sur la CC, mais il n'y a pas de raison pour qu'il soit équivalent à un effet Doppler supplémentaire ; il n'y a pas de raison non plus pour que la constante d'amortissement soit la même dans la tache et la photosphère et que les deux CC aient la *même forme*.

Nous pensons donc que la détermination de $\frac{N_{00}H'}{N_{00}H}$ effectuée dans [34] au moyen de translations plus ou moins arbitraires des CC n'est pas satisfaisante. En fait, les auteurs trouvent, pour le titane, dans leur premier mémoire $\left[\log \frac{N'_{00}H'}{N_{00}H} \right]_{Ti} = 0,96$ et dans le suivant 0,64, valeurs en désaccord ; il est facile de montrer que ces nombres, surtout le second, sont peu admissibles. On a en effet :

$N_{00}H = \text{nombre d'atomes de Ti par cm}^3 \times \text{épaisseur « effective » de la couche}$

$$\sim \frac{\text{nombre d'atomes de Ti/cm}^3}{\text{coefficient d'absorption}}.$$

Ti étant presque entièrement ionisé et l'absorption continue étant due à H^- , ceci s'écrit

$$N_{00}H \simeq \frac{p_e 0^{5/2} \cdot 10^{6,810}}{p_e \theta^{5/2} \cdot 10^{0,75\theta}} \simeq 10^{6,060}.$$

Si $\theta' - \theta = 0,29$, résultat de TEN BRUGGENCATE et VON KLÜBER, on aura

$$\frac{N'_{00}H'}{N_{00}H} = 10^{6,06(\theta' - \theta)}, \quad \text{et} \quad \log \frac{N_{00}H'}{N_{00}H} = 1,76,$$

valeur incompatible avec les résultats cités.

Nous pensons donc que les tracés de CC donnés pour la tache dans [34] laissent à désirer dans la région « raies faibles ».

c) *Redétermination de la courbe de croissance pour la tache type (raies de Ti*

et Fe) — La température d'excitation (T_{ex}) trouvée dans [34] pour la tache, est en bon accord avec le modèle des couches superficielles figuré sur la figure 29. Ceci nous encourage à utiliser ce modèle pour déterminer la CC de la tache comme nous avons tracé dans la 1^{re} partie celle de la photosphère : nous porterons en abscisses la largeur équivalente réduite w' calculée par la formule (2) et en ordonnées la largeur observée W' .

Cette opération n'est possible que pour les raies de Ti. L'ionisation de cet élément est en effet quasi complète dans la tache, à condition que la pression élec-

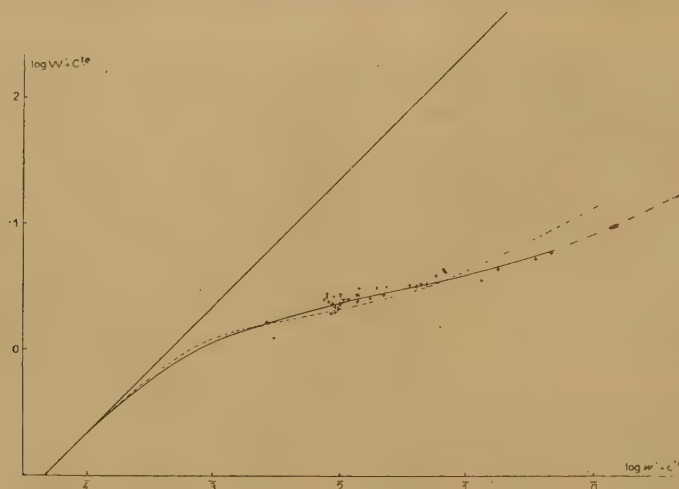


FIG. 30. — Courbe de croissance de Ti construite en portant en abscisses la largeur équivalente $\log w$ calculée et en ordonnée la largeur $\log w$ observée : — CC la tache ; — prolongement empirique au moyen des raies de Fe ; - - - CC de la photosphère.

tronique y soit inférieure d'un facteur 3 à celle de la photosphère ⁽¹⁾ : on se trouve donc pour Ti dans le cas où w' est indépendant de p_e . Pour Fe au contraire, l'ionisation n'est pas complète, w' dépend de p_e qui est inconnu et ne peut être calculé *a priori*.

Au point de vue technique, il suffit de calculer l'intégrale (2) pour des valeurs du potentiel d'excitation χ_i distantes de 1 eV, et d'interpolier linéairement $\log w'$ pour les valeurs intermédiaires. Les calculs peuvent être effectués pour 2 longueurs d'onde seulement, car la variation de $\log w'$ avec λ est assez faible pour qu'on puisse la considérer comme linéaire dans le bref intervalle de longueurs d'onde qui nous intéresse ici. Les fonctions de poids G qui interviennent dans l'évaluation de l'intégrale (2) n'ont pas été recalculées : comme les fonctions-sources pour tache et photosphère ne diffèrent presque que d'un facteur constant, les fonctions de poids déterminés dans la 1^{re} partie sont encore valables.

La CC obtenue pour la tache est donnée sur la figure 30 : la partie en trait

(1) Cette condition est très probablement remplie d'après le résultat de [34] : $\log p'_e/p_e = -1,43$; nous la vérifierons *a posteriori*.

plein est basée sur les raies de Ti ; la partie en trait discontinu est simplement le tronçon de CC déterminée dans [34] à l'aide des raies fortes de Fe, et que nous avons amené en prolongement de la courbe relative à Ti grâce à une translation convenable. La CC de la photosphère (1^{re} partie) est reportée sur la même figure : les échelles sont les mêmes pour ces 2 courbes, et si les modèles employés pour calculer les abscisses $\log \omega$ et $\log \omega'$ sont corrects, les parties à 45° des deux CC doivent *coïncider* ; nous avons admis qu'il en était bien ainsi, ce qui nous amène à tracer la partie « raies faibles » de la CC de la tache d'une manière assez différente de [34].

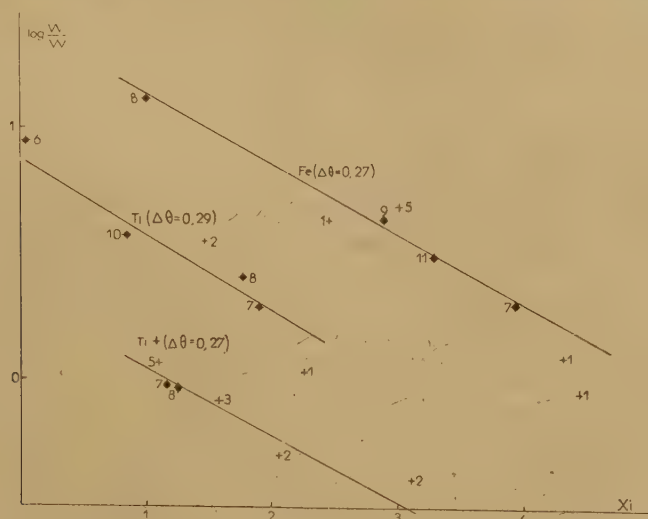


FIG. 31. — Rapport $\log \frac{w'}{w}$ des largeurs équivalentes réduites des raies de la tache et de la photosphère, en fonction du potentiel d'excitation. Les pentes des droites indiquent la différence des températures d'excitation.

Il n'y a évidemment pas de contradiction entre ce nouveau tracé et les observations.

Au moyen de ces courbes, il est possible de « réduire » les largeurs équivalentes équivalentes observées ⁽¹⁾, même pour les spectres autres que celui de Ti et de comparer les valeurs réduites de ω et ω' relatives respectivement à la photosphère

et à la tache. Si l'on porte en fonction de χ_i les log des rapports $\frac{\omega'}{\omega}$, on obtient pour

Fe, Ti et Ti^+ les graphiques de la figure 31. Les pentes des droites tracées indiquent la différence des T_{ex} de la photosphère et de la tache. Pour Ti^+ comme pour Fe, nous trouvons $\Delta\theta = 0,27$; pour Ti, $\Delta\theta = 0,29$, en accord satisfaisant avec [34].

(1) La CC effectivement connue est celle de Ti prolongée vers les raies fortes grâce à un groupe de raies du Fe. On est obligé d'utiliser cette CC composite pour la réduction des raies de Fe et Ti^+ . Dans [34], les auteurs notent que la CC de Ti dans la tache n'est pas valable pour Ti^+ parce que les effets Zeeman pour ces deux spectres sont systématiquement différents. Pour réduire les raies de Ti^+ (tache), nous avons utilisé à la fois les CC de Ti pour la tache et la photosphère et pris la moyenne de ces deux réductions qui, heureusement, conduisent à des résultats très voisins.

Les Tex qui en résultent pour la tache sont systématiquement un peu plus faibles (d'environ 100%) que les températures du modèle aux profondeurs correspondantes ; désaccord jugé négligeable.

d) *Détermination de la pression électronique dans la tache p'_e .* — Les largeurs équivalentes des raies de Ti^+ et Fe dépendent de la pression électronique, car le terme $u_n p_e \psi$ au dénominateur de l'expression sous le signe $\int$ dans (2) est prépondérant. On peut donc songer à utiliser les mesures disponibles pour déterminer p'_e .

Prenons l'exemple des raies de Fe pour $\chi_i = 3$ eV. Sur le graphique de la figure 31, nous pouvons lire la valeur *observée* de

$$\left[\log \frac{w'}{w} \right]_{\text{Fe}, \chi_i=3} = 0,58.$$

Par ailleurs, on peut calculer le même rapport à l'aide des modèles admis pour la photosphère (1^{re} partie, § VI) et la tache ; pour cette dernière, on fait diverses hypothèses sur la loi de pression électronique, en admettant qu'elle est proportionnelle à celle de la photosphère. On obtient alors les valeurs *calculées* de $\log \frac{w'}{w}$ ainsi que la profondeur moyenne de formation des raies correspondantes :

$\log p'_e/p_e$	— 0,5	— 1,0	— 1,5
$[\log w'/w]_{\text{Fe}, \chi_i=3}$	+ 0,45	0,735	0,88
$\tau_{5\,000}^{\text{eff}}$	0,15		

En comparant la valeur observée du rapport $\log \frac{w'}{w}$ aux valeurs calculées, on trouve une valeur du paramètre $\frac{p'_e}{p_e}$, ainsi que la profondeur optique moyenne à laquelle se rapporte ce résultat.

Les calculs indiqués ont été effectués pour les raies de Ti^+ ($\chi_i = 1^{\text{eV}}$) et Fe ($\chi_i = 0^{\text{eV}}$ et $\chi_i = 3^{\text{eV}}$). Les résultats sont donnés dans le tableau IV.

TABLEAU IV

DÉTERMINATIONS DE LA PRESSION ÉLECTRONIQUE DANS LA TACHE-TYPE

Spectre étudié	$\text{Ti}^+ (\chi_i = 1^{\text{eV}})$	Fe ($\chi_i = 0$)	Fe ($\chi_i = 3^{\text{eV}}$)	H (discontinuité de BALMER)
$\log p'_e/p_e$	— 0,69	— 1,10	— 0,70	— 2,10
$\tau_{5\,000}^{\text{eff}}$	0,15	0,08	0,15	4

Il est clair que les résultats sont assez encourageants : les spectres de Fe et Ti^+ donnent des valeurs de $\frac{p'_e}{p_e}$ en accord parfait. Cependant, on note que le calcul conduit à des résultats très différents pour Fe ($\chi_i = 0^{\text{eV}}$) et pour Fe ($\chi_i = 3^{\text{eV}}$):

l'écart peut être dû en partie au fait que les raies de ces deux potentiels proviennent de niveaux assez différents ; mais il faut nous rappeler que de très petites erreurs dans la loi de température adoptée auront, par l'intermédiaire du facteur $10^{\chi n^0}$, une énorme influence sur les valeurs calculées pour ω et ω' . Pour déterminer la pression électronique au moyen des raies, il faut d'abord connaître très bien la température ! Remarquons aussi que seul le manque d'observations nous empêche

d'étendre la détermination de $\frac{p'_e}{p_e}$ à d'autres éléments, et partant, à d'autres profondeurs.

Discontinuité de Balmer. — Dans la 2^e partie nous avons signalé que, selon nos mesures, il y a dans le spectre de la tache une discontinuité de BALMER $D' = 0,015$ (dans les notation de CHALONGE et CANAVAGGIA [17]). Cette valeur n'est qu'une grossière estimation, tout à fait à la limite des possibilités d'observation. Cependant, on peut chercher à en tirer une indication sur la pression électronique dans la tache aux très grandes profondeurs. Numériquement, une si faible perturbation du spectre continu peut se calculer comme l'aile d'une raie, par la méthode des fonctions de poids. Admettons que la pression électronique dans la tache est dans un rapport constant avec celle de la photosphère. On établit aisément l'expression

$$1 - 10^{-D'} = 2,30 D' \\ = \int_{T_0}^{\infty} \frac{\chi(H)}{p_e} a'(T) G dT = \frac{1}{p'_e/p_e} \int_{T_0}^{\infty} \frac{\chi(H)}{p_e} a' G dT$$

où $\chi(H)$ est le coefficient d'absorption de H par gramme pour $\lambda = 3\,647 \text{ \AA}$. On voit que la discontinuité est proportionnelle au rapport $\frac{p_e}{p'_e}$. Avec les

températures très faibles qui règnent dans la tache, le coefficient d'absorption $\chi(H)$ qui figure dans l'intégrale ci-dessus est très faible. Une grande valeur de p_e/p'_e est donc nécessaire pour qu'on arrive à une discontinuité détectable. Nous trouvons finalement $\log p'_e/p_e = -2,11$, valeur reportée dans le tableau IV. Il est essentiel de noter que la discontinuité se forme uniquement dans le rayonnement des couches très profondes, en moyenne autour de $\tau_{5000} = 4$. Il n'y a donc pas de contradiction réelle entre la valeur trouvée ici pour $\log p'_e/p_e$, et celle obtenue ci-dessus pour les couches superficielles. Néanmoins, un résultat basé sur une mesure aussi incertaine que celle de D' ne peut être considéré que comme une indication provisoires

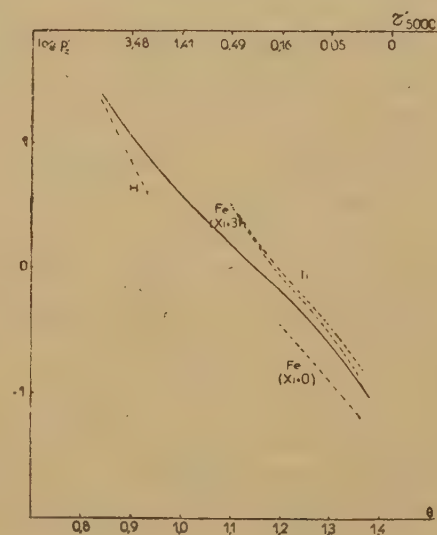


FIG. 32. — Les lois de variation avec la température de la pression électronique dans la tache, d'après les valeurs du rapport $\frac{p'_e}{p_e}$ déduites des spectres de raies de Fe et Ti^+ , ainsi que de la discontinuité de BALMER. En trait plein la loi moyenne adoptée.

Les diverses lois de pression électronique dans la tache correspondant aux diverses valeurs de p'_e/p_e , ainsi que la loi moyenne adoptée, sont reportées sur la figure 32.

IV. LE MODÈLE DE LA TACHE-TYPE.

Nous avons, dans les paragraphes précédents, déterminé la température et la pression électronique dans la tache-type en nous basant sur son spectre continu et son spectre de FRAUNHOFER ; nous allons maintenant étudier les conséquences de nos résultats.

a) Pression gazeuse et profondeur géométrique : Utilisant les tables d'ionisation de STRÖMGREN [26], étendues par nous à des températures plus basses, nous avons calculé la *pression* correspondant aux température et pression électronique obtenues empiriquement. On a admis, comme pour la photosphère, une teneur en métaux aisément ionisables $1/A = 10^{-4}$ de la teneur en hydrogène, ainsi qu'une abondance d'hélium négligeable.

La profondeur géométrique peut être obtenue au moyen de la formule qui définit la profondeur optique $d\tau'_{5000} = \kappa_{5000}\rho'dh'$. D'où l'on déduit en appliquant l'équation des gaz parfaits (h' en kilomètres) :

$$h'(\tau) = 4,16 \cdot 10^6 \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{d\tau}{\kappa\theta p}.$$

L'origine des profondeurs géométriques h' dans la tache a été fixée arbitrairement au niveau $\tau_{5000} = 0,02$. La position de ce niveau par rapport à la « surface » (niveau du bord apparent du soleil) est impossible à préciser.

TABLEAU V

MODÈLES EMPIRIQUES DE LA PHOTOSPHÈRE ET DE LA TACHE-TYPE ⁽¹⁾

τ_{5000}	Température		Pression électronique		Pression		Profondeur géométrique	
	θ	θ'	$\log p_e$	$\log p'_e$	$\log p$	$\log p'$	h	h'
0	1,18	1,42	—	—	—	—	—	—
0,02	1,117	1,353	— 0,05	— 0,88	4,11	3,79	0	0
0,05	1,06	1,30	0,23	— 0,61	4,37	3,96	77	413
0,10	1,007	1,24	0,46	— 0,35	4,54	4,12	132	733
0,15	0,971	1,204	0,62	— 0,20	4,64	4,20	167	927
0,25	0,918	1,16	0,89	— 0,03	4,77	4,28	206	1 190
0,50	0,851	1,098	1,28	(0,20)	4,89	(4,40)	256	(1 620)
1,0	0,782	1,035	1,765	(0,43)	4,99	(4,55)	300	(2 120)
2,0	0,710	0,96	2,33	(0,735)	5,06	(4,72)	332	(2 660)
3,0	(0,662)	(0,918)	(2,75)	(0,92)	(5,09)	(4,79)	(345)	(2 975)
4,0	(0,624)	(0,882)	(3,09)	(1,11)	(5,10)	(4,83)	(353)	(3 190)

⁽¹⁾ Les parenthèses signalent des valeurs particulièrement incertaines.

Le modèle complet de l'atmosphère solaire au centre d'une tache-type est donné dans le tableau V. Il est important de noter que ce modèle est entièrement empirique. A la différence de celui de la photosphère établi dans la 1^{re} partie, il ne suppose même pas l'équilibre hydrostatique réalisé.

b) Comparaison des modèles tache et photosphère : Dans le tableau V, nous avons reporté à la fois les modèles relatifs à la tache-type et à la photosphère en vue de leur comparaison. Il est évident que les origines des deux échelles de profondeur géométrique n'ont aucune raison d'être confondues, et qu'une comparaison directe des modèles n'est possible qu'avec quelque prudence. Cependant aucun décalage raisonnable des deux échelles ⁽¹⁾ ne peut empêcher de conclure.

— qu'à une même variation de la profondeur optique correspond une différence de niveaux bien plus grande dans la tache que dans la photosphère : la tache est un milieu *transparent*;

— qu'à une même profondeur géométrique, la pression gazeuse dans la tache est beaucoup plus petite que dans la photosphère : la tache est un milieu relativement *vide*.

On voit que notre étude de la tache-type, bien que menée d'un point de vue très terre à terre, avec le seul but de synthétiser les observations spectrophotométriques, aboutit à un résultat intéressant du point de vue théorique. En effet, si nos déductions sont correctes, il est nécessaire d'invoquer des forces autres que la pression cinétique et la gravité, pour maintenir au milieu de la photosphère le « vide » de la tache. Il est naturel de penser aux forces magnétiques. H. ALFVEN [16] a indiqué qu'une « pression magnétique » p_m doit exister dans la tache

$$p_m = \frac{H^2}{8\pi}.$$

Ce résultat est, bien entendu, approximatif ; il n'a été démontré par ALFVEN [59] que dans un cas tout à fait particulier. Si l'on ajoute cette pression magnétique à la pression gazeuse, la *pression totale* est susceptible d'égaliser ou de surpasser la pression de la photosphère.

Beaucoup de travail sera encore nécessaire pour préciser sur le plan théorique les effets mécaniques du champ magnétique. Mais quoi qu'il en soit, on peut dire que notre étude apporte une confirmation empirique aux idées d'ALFVEN.

c) Gradient vertical du champ magnétique : Lorsqu'une tache se rapproche du

(1) Il est en particulier impossible d'admettre le point de vue de WALMDEIER [57], qui fixe l'échelle de profondeur dans la tache h' par rapport à l'échelle photosphérique h en admettant qu'il y a égalité des pressions p et p' vers le niveau optique $\bar{\tau} = 1,25$. L'auteur fait cette hypothèse parce qu'il croit que c'est à cette profondeur que se forment les raies fortes (Ca 4 227, raies métalliques d'intensité Rowland 10 à 20) qui donnent un effet Evershed nul : ceci est tout à fait improbable. Les régions centrales de ces raies, sur lesquelles portent effectivement les mesures d'effet Evershed, se forment dans la basse chromosphère à des profondeurs optiques continues de l'ordre de quelques millièmes.

bord, le rayonnement qui atteint l'observateur émerge de l'atmosphère sous un angle de plus en plus grand et provient de couches de plus en plus superficielles. La variation centre-bord du champ magnétique (cf. ci-dessus, § 1), déjà étudiée par HOUTGAST et VAN SLUIJTERS [48], peut donc s'interpréter comme une variation verticale du champ.

Au moyen de notre modèle, nous avons calculé pour plusieurs valeurs de $\cos \theta$, à quelle profondeur optique continue se forme, en moyenne, la raie Fe 6 173,348 utilisée pour les mesures d'effet Zeeman ; nous l'avons considérée comme une raie d'absorption faible. Nous avons admis que le champ mesuré pour chaque position de la tache est le champ qui existe au niveau de formation de la raie dans le rayonnement émergent sous l'angle correspondant. Les résultats sont les suivants (tableau VI) :

TABLEAU VI

VARIATION VERTICALE DU CHAMP MAGNÉTIQUE AU CENTRE DE LA TACHE-TYPE

$\cos \theta$	1	0,667	0,4	0,2
$\tau_{5\,000}^{\text{eff}}$	0,121	0,100	0,072	0,039
h'	820	730	580	310
H	3 100	2 950	2 720	2 330

Le champ magnétique varie presque linéairement avec h' , le gradient vertical de H étant 1,5 gauss/km (fig. 33).

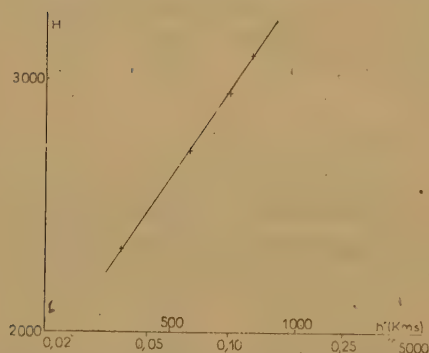


FIG. 33. — Variation du champ magnétique avec la profondeur dans la tache-type, déduit de sa variation avec la distance de la tache au centre du disque.

d) Modèle empirique et modèle en équilibre radiatif pour la tache-type : Nous avons calculé un modèle de la tache-type en la considérant comme une atmosphère en équilibre radiatif et hydrostatique, avec une température effective de 4 500°. Nous avons admis comme composition chimique $A = 10^{3,8}$ et une teneur en hélium négligeable. On s'est placé dans le cas d'une atmosphère grise, l'opacité étant la moyenne de ROSSELAND des coefficients d'absorption de H^- .

Ce modèle théorique est comparé au modèle empirique sur la figure 34. On remarquera, en particulier, que la pression « observée » dans la tache est environ 5 fois plus petite qu'elle le serait si la tache était en équilibre hydrostatique dans le champ de gravitation qui règne à la surface du soleil. La faible différence des valeurs de A adoptées pour ces deux modèles n'est évidemment pour rien dans cet énorme désaccord.

e) Origine de l'absorption ultraviolette dans la tache : Nous avons calculé

la contribution à l'absorption ultraviolette dans le spectre de la tache de la diffusion Rayleigh par les atomes d'hydrogène neutre (cf. 1^{re} partie). Grâce à la faiblesse de la pression électronique, la diffusion Rayleigh a un effet tout à fait notable. On peut dire qu'elle explique, au moins en ce qui concerne les ordres de grandeur, l'absorption observée. Il semble qu'aux grandes profondeurs l'absorption dans le spectre continu ultraviolet de la tache se réduise à celle de H^- (tableau III, § II). L'absorption supplémentaire serait donc purement superficielle, ce qui tendrait à confirmer qu'on peut l'identifier avec la diffusion Rayleigh. Mais les observations sont trop incertaines pour qu'il soit possible de rechercher un accord détaillé. L'absorption des métaux doit jouer aussi un rôle important.

V. CONCLUSION.

En terminant cette contribution à l'étude des taches, nous désirons d'abord attirer l'attention sur le caractère passionnant des problèmes posés par les taches solaires, et sur la nécessité de les observer plus et mieux si l'on désire arriver à une compréhension de ces phénomènes. Nos efforts doivent tendre à réunir des observations très complètes et de haute qualité d'un petit nombre de grandes taches typiques, plutôt qu'à obtenir des informations statistiques sur un grand nombre de taches.

Il est évidemment délicat d'amalgamer en un ensemble cohérent des résultats hétéroclites provenant de taches différentes. Il serait bien préférable d'avoir pour une même tache les observations spectrophotométriques, les observations d'effet ZEEMAN et d'effet EVERSHED : on pourrait alors tenter utilement une synthèse de l'ensemble de ces données.

Lorsque des observations plus précises et surtout plus complètes que celles que nous possédons auront été réunies, que restera-t-il des résultats que nous avons obtenus ci-dessus ? Sans doute, d'importantes modifications quantitatives seront nécessaires. Nous avons eu fréquemment l'occasion de rappeler au lecteur les incertitudes de nos déductions. Récapitulons ici les difficultés successives qui s'introduisent dans la détermination du modèle empirique de la tache-type : tout

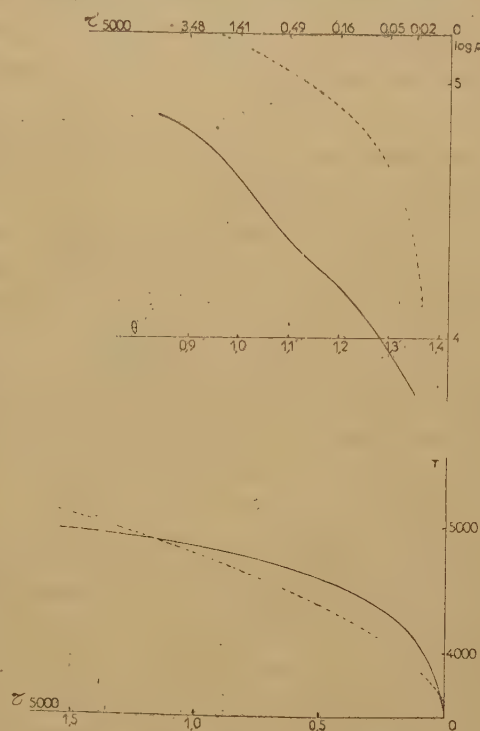


FIG. 34. — Comparaison du modèle empirique de la tache (en trait plein) avec un modèle en équilibre radiatif.

En bas : relation température-profondeur optique pour λ 5 000.

En haut : relation température-pression.

d'abord la relation entre profondeur optique et température est rendue incertaine par la faible précision de nos observations photométriques du spectre continu. Or, de faibles erreurs dans la connaissance de la température peuvent retentir très gravement sur la détermination de la pression électronique. Celle-ci est également affectée par les difficultés de la mesure du rapport des largeurs équivalentes *réduites*, dont la principale est l'incertitude du tracé des courbes de croissance. Pour y remédier, la mesure d'un plus grand nombre de raies, surtout de raies faibles, serait nécessaire avec, comme corollaire, la connaissance d'un plus grand nombre de forces d'oscillateur !

Nos résultats doivent donc être considérés comme provisoires et il est possible qu'en ayant poussé nos calculs jusqu'à la détermination complète d'un modèle empirique pour la tache-type, nous ayons quelque peu outrepassé les possibilités des observations disponibles. Au moins, avons-nous pu confirmer l'intérêt des observations spectrophotométriques des taches. Nous pensons d'ailleurs que la transparence relativement grande et la pression relativement faible des couches qui constituent « l'ombre » sont deux faits bien établis, au moins qualitativement.

Notre attention s'est portée ici sur les variations avec la *profondeur* des température, pression, champ magnétique de la tache en son centre. Très importantes aussi sont les variations de ces grandeurs avec la *distance au centre* de l'ombre. Elles peuvent, en effet, fournir la clef du problème de l'interaction entre la tache et la photosphère voisine. A ce point de vue, les observations qui décrivent la variation du champ magnétique [49], ou des vitesses EVERSHERD [54] avec la distance au centre de la tache sont essentielles. Mais dans l'interprétation de ces données, il importe de se rappeler que le niveau effectif observé varie de la photosphère au milieu de l'ombre. Dans cette région, relativement transparente, on observe des couches profondes ; tandis que de la photosphère, très opaque, on ne voit que la pellicule superficielle. La variation apparente du champ ou de la vitesse, avec la distance à l'axe de la tache, résulte donc à la fois de leurs variations horizontales et verticales.

Ainsi, certains observateurs [60] ont noté que la vitesse EVERSHERD semblait s'annuler brusquement à la limite de la pénombre : il est probable qu'il s'agit en réalité d'une variation brusque du niveau effectif d'observation lorsqu'on passe de la pénombre dans la photosphère. On voit par cet exemple combien il est difficile d'isoler un aspect quelconque du problème de la structure des taches : il est nécessaire de mener de front l'étude de leurs propriétés *optiques* (température, opacité, pression du gaz en chaque point), *mécaniques* (vitesses EVERSHERD) et *électromagnétiques*.

Quelle que soit l'incertitude quantitative des résultats, notre travail nous aura du moins permis de préciser les grandes lignes d'un programme d'étude spectrophotométrique des taches que nous espérons réaliser lors du prochain maximum d'activité solaire. D'une part, nous disposons maintenant d'un schéma pour l'inter-

prétation détaillée des observations ; d'autre part, nous avons la possibilité de choisir les raies, bandes ou régions spectrales les plus appropriées, susceptibles de fournir le maximum de renseignements sur l'état physique des taches.

Manuscrit reçu le 15 juin 1953.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] D. CHALONGE et V. KOURGANOFF, *Ann. Astroph.*, **9**, 1946, 69.
- [2] D. BARBIER, *Ann. Astroph.*, **9**, 1946, 173.
- [3] D. CHALONGE, *Physica*, **12**, 1946, 721.
- [4] S. CHANDRASEKHAR et G. MUNCH, *Astrophys. J.*, **104**, 1946, 446.
- [5] B. STRÖMGREN, *Physica*, **12**, 1946, 701.
- [6] R. PEYTURAUX, *Thèse*, Paris 1952 ; *Ann. Astrophys.*, **15**, 1952, 302.
- [7] S. CHANDRASEKHAR et F. BREEN, *Astrophys. J.*, **104**, 1946, 430.
- [8] L. H. ALLER et A. K. PIERCE, *Astrophys. J.*, **114**, 1951, 145 ; *ibid.*, **116**, 1952, 176.
- [9] J. PECKER et H. VAN REGEMORTER, *Comptes Rendus*, **234**, 1952, 1850.
- [10] A. UNSÖLD, *Physik der Sternatmosphären*, Springer Verl., Berlin.
- [11] A. UNSÖLD et W. KURZ, *Z. Astrophys.*, **26**, 1949, 200.
- [12] M. MINNAERT, *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, **10**, 1948, nos 389 et 394.
- [13] J. PECKER, *Thèse*, Paris 1950 ; *Ann. Astrophys.*, **13**, 1950, 294 ; *ibid.*, 319 ; *ibid.*, 433, et *ibid.* **14**, 1951, 115 ; *ibid.*, 152.
- [14] W. J. CLAAS, *Recherch. Astr. Obs. Utrecht*, **12**, 1951, n° 1.
- [15] C. DE JAGER, *Recherch. Astr. Obs. Utrecht*, **13**, 1951, n° 1.
- [16] H. ALFVEN, *Cosmical Electrodynamics*, Oxford, Clarendon Press.
- [17] D. CHALONGE et R. CANAVAGGIA, *Ann. Astrophys.*, **9**, 1946, 143 ; *ibid.*, **13**, 1950, 355.
- [18] K. PIERCE, R. R. Mc MATH, L. GOLDBERG et O. MOHLER, *Astrophys. J.*, **112**, 1950, 289.
- [19] A. ROSA, *Z. Astrophys.*, **25**, 1948, 1 ; A. UNSÖLD, *ibid.*, 11 ; A. ROSA et A. UNSÖLD, *ibid.*, 22 ; E. VITENSE, *ibid.*, **28**, 1951, 81.
- [20] D. CHALONGÉ, L. DIVAN et V. KOURGANOFF, *Ann. Astrophys.*, **13**, 1950, 347.
- [21] R. MICHARD, *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, **11**, 1950, n° 416.
- [22] V. KOURGANOFF, *Comptes Rendus*, **228**, 1949, 2011.
- [23] G. PLACZEK, *Math. Tables Project*, New-York.
- [24] R. MICHARD, *Ann. Astrophys.*, **12**, 1949, 291.
- [25] P. TEN BRUGGENCE, H. GOLLNOW et F. W. JÄGER, *Z. Astrophys.*, **27**, 1950, 223.
- [26] B. STRÖMGREN, *Pub. med. Mind. Kobenhavns Obs.*, n° **138**, 1944.
- [27] A. UNSÖLD, *Z. Astrophys.*, **24**, 1947, 22.
- [28] Communication personnelle de C. DE JAGER.
- [29] R. WILDT, Relation entre les phénomènes solaires et géophysiques, *Colloque du C. N. R. S.*, Lyon 1947, 7.
- [30] D. R. BATES, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.*, **112**, 1952, 40.
- [31] R. A. BUCKINGHAM, S. REIDS, R. SPENCER, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.*, **112**, 1952, 382.
- [32] *Astrophysics*, Ouvrage collectif publié sous la direction de J. HYNEK.
- [33] V. KOURGANOFF, *Comptes Rendus*, **227**, 1948, 958.
- [34] P. TEN BRUGGENCE et H. VON KLÜBER, *Z. Astrophys.*, **18**, 1938, 284 ; *Veröff. Univ. Sternw. Göttingen*, n° 78, 1944.

- [35] K. O. WRIGHT, *Astrophys. J.*, **99**, 1944, 249.
- [36] E. PETTIT et S. B. NICHOLSON, *Astrophys. J.*, **71**, 1930, 153 ; *Contr. Mount Wilson Obs.*, **18**, 1929, 121.
- [37] M. MINNAERT et A. J. M. WANDERS, *Z. Astrophys.*, **5**, 1932, 237.
- [38] A. J. M. WANDERS, *Thèse*, Utrecht, 1933.
- [39] A. J. M. WANDERS, *Z. Astrophys.*, **8**, 1934, 108.
- [40] A. J. M. WANDERS, *Z. Astrophys.*, **10**, 1935, 15.
- [41] R. S. RICHARDSON, *Astrophys. J.*, **78**, 1933, 359 ; *Contr. Mount Wilson Obs.*, **21**, 1933, 101.
- [42] R. S. RICHARDSON, *Astrophys. J.*, **90**, 1939, 230.
- [43] T. W. WORMELL, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.*, **96**, 1936, 736.
- [44] KRAT, *Pulkowo Bull.*, **17**, n° 137, 1948.
- [45] D. BARBIER, *Ann. Astrophys.*, **7**, 1944, 80.
- [46] M. A. ELLISON, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.*, **112**, 1952, 73.
- [47] *Publ. Astr. Soc. Pacific*, **62**, 1950, 175, 223 et 279.
- [48] J. HOUTGAST et A. VAN SLUIJTERS, *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, **10**, 1948, n° 388.
- [49] H. VON KLÜBER, *Z. Astrophys.*, **24**, 1947, 121.
- [50] M. WALDMEIER, *Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung*, Leipzig 1941, Chap. VI.
- [51] J. EVERSHERD, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* **69**, 1909, 454 ; *ibid.*, **70**, 1910, 218.
- [52] C. ST. JOHN, *Astrophys. J.*, **37**, 1913, 322.
- [53] G. ABETTI, *Mem. Soc. Astr. Ital.*, **6**, 1932-1933, 353.
- [54] T. D. KINMAN, *Month. Not. Roy. Astr. Soc.*, **112**, 1952, 425.
- [55] CALAMAI, *Publ. Mem. R. Oss. Arcetri*, n° 52, 1934, 39.
- [56] R. MICHARD, *Ann. Astrophys.* **14**, 1951, 101.
- [57] M. WALDMEIER, *Helvet. Phys. Acta*, **15**, 1942, 405.
- [58] V. KOURGANOFF, *Ann. Astrophys.*, **10**, 1947, 282 et 329.
- [59] H. ALFVEN, *Ark. f. Mat. Astr. o. Fysik*, 29 A, n° 11.
- [60] R. S. RICHARDSON, *Astrophys. J.*, **107**, 1948, 78.
- [61] J.-C. PECKER, *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, **11**, 1949, n° 404.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La rotation de la terre

Vu et approuvé :

Paris, le 17 mai 1953,

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

Signé : A. CHATELET.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

Signé : JEAN SARRAILH.

